COMPTES RENDUS

HEBDOMADAIRES

DES SÉANCES

DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS, QUAI DES GRANDS-AUGUSTINS, 55.

COMPTES RENDUS

HEBDOMADAIRES

DES SÉANCES

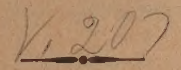
DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES,

PUBLIÉS,

CONFORMÉMENT A UNE DÉCISION DE L'ACADÉMIE

EN DATE DU 13 JUILLET 1835,

PAR MM. LES SECRÉTAIRES PERPÉTUELS.



TOME DEUX CENT-SEPTIÈME.

JUILLET — DÉCEMBRE 1938.

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DES COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES,

Quai des Grands-Augustins, 55.

1938

COMPTES RENDUS

DES SÉANCES

DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 4 JUILLET 1938.

PRÉSIDENCE DE M. AIMÉ COTTON.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Ministre de l'Éducation Nationale** adresse ampliation du décret en date du 24 juin 1938 portant approbation de l'élection que l'Académie a faite de M. **Émile-Georges Barrillon** pour occuper dans la Section de Géographie et Navigation la place vacante par le décès de M. *Ch. Lallemand*.

Il est donné lecture de ce décret.

Sur l'invitation de M. le Président, M. **Émile-Georges Barrillon** prend place parmi ses Confrères.

Après le dépouillement de la Correspondance, M. le **Président** s'exprime en ces termes :

Mes chers Confrères,

Notre Confrère, **Louis de Launay**, qui vient de mourir le 30 juin, était né à Paris le 19 juillet 1860. A sa sortie de l'École Polytechnique en 1881, il entra dans le Corps des Mines. Nommé en 1884 Ingénieur à Moulins, il

se fit remarquer par ses recherches sur la géologie du Plateau Central et à 29 ans, en 1889, il prit possession à l'École des Mines de la Chaire de Géologie appliquée. Pendant 46 ans, sauf pendant la guerre, il a professé dans cette chaire, et c'est son enseignement à l'École des Mines qui fut l'origine de ses travaux les plus importants, ceux qui l'ont fait connaître à l'étranger comme en France.

C'est tout d'abord de géologie régionale et de géologie générale qu'il s'est occupé avec succès. Pendant son séjour à Moulins il a étudié la pétrographie et la géologie des terrains cristallins du Nord du Plateau Central et il a commencé sa longue collaboration à ce *Service de la Carte géologique de la France* qu'il devait plus tard être appelé à diriger. Au cours de ses nombreux voyages, il a de même dressé les cartes géologiques et étudié la structure de diverses contrées : les grandes Iles de la mer Égée, le District minier du Transvaal, la région centrale des Balkans et de la Dobroudja.

Dans ses nombreux mémoires de géologie générale, M. de Launay montrait un goût très vif pour les problèmes généraux qui intéressent toute cette science. Cette disposition d'esprit l'a naturellement conduit à écrire un ouvrage de philosophie scientifique, *la Science géologique*, publié en 1905 et dont un résumé, sous le titre *l'Histoire de la Terre*, a paru en 1907.

Mais la partie essentielle de l'œuvre scientifique de M. de Launay est constituée par ses travaux sur les gîtes minéraux et métallifères et sur les sources thermominérales. Dans ce domaine, comme disait en 1912 Pierre Termier, « M. de Launay est devenu rapidement un Maître.... C'est à lui, plus qu'à tout autre géologue, que la connaissance des gîtes minéraux et métallifères, chaos encore il y a vingt ans, doit de s'être peu à peu transformée en une science ordonnée ».

De Launay a signalé notamment des gîtes métalliques où les minéraux forment des amas tout près des endroits où se sont effectuées les réactions chimiques qui leur ont donné naissance. Dans d'autres types de gîtes métallifères ces minéraux ont été transportés, à de grandes distances parfois, par les eaux thermales souterraines ou bien ont été déposés par des fumerolles volcaniques, formant alors des dépôts dans les cavités ou les fentes des roches traversées qu'ils obstruent peu à peu. Dans les deux cas, l'érosion vient ensuite plus ou moins profondément les mettre à nu et les altérer aussi. Mais les fentes de l'écorce se rattachent elles-mêmes à des venues éruptives plus ou moins lointaines, et les gîtes inclus dans les sédiments sont eux-mêmes dérivés de roches éruptives ou de

roches cristallines. De Launay a appuyé par des arguments solides cette subordination aux roches éruptives de tous les groupes métallifères. Comme la venue des roches éruptives est certainement liée aux mouvements de l'écorce, il explique ainsi qu'il y a des provinces métallogéniques comme il y a des provinces pétrographiques. D'après l'âge d'une chaîne, et la façon dont elle a été rongée par l'érosion, on peut prévoir les types de gisements qu'elle est susceptible de renfermer.

L'activité de M. de Launay ne s'est pas limitée au domaine de la Science pure. Ses recherches sur les gisements miniers ont été le point de départ de ses études sur l'Argent et l'Or dans le monde. Il s'est adressé au grand public et il a publié des œuvres purement littéraires. Il ne m'appartient pas d'en parler, mais parmi ces ouvrages que tout le monde peut lire je veux en citer un que tous les hommes de science doivent lire. Louis de Launay, avec sa culture étendue, sa curiosité de toutes choses, devait être particulièrement séduit par ce génie universel qu'était André-Marie Ampère. L'ouvrage qu'il a intitulé : *Le Grand Ampère, d'après des documents inédits*, d'une lecture si attachante, fait revivre ce grand homme dont l'œuvre immense et l'existence tourmentée ont été si étroitement liées l'une à l'autre. D'autre part M. de Launay a apporté tous ses soins à la publication de la correspondance du grand savant.

Notre Confrère avait été élu dans la section de Minéralogie le 12 février 1912 en remplacement de Michel-Lévy. Il a présidé nos séances en 1931.

Il avait épousé la fille du célèbre physicien Alfred Cornu. Il se plaisait surtout dans sa famille et dans le cercle d'amis qu'il s'était choisis. Il avait eu le grand malheur de perdre pendant la guerre un fils tué à 19 ans, sous-lieutenant observateur d'escadrille. Plus tard ses filles lui donnèrent de nombreux petits-enfants qui ramenèrent la joie à son foyer.

J'exprime à sa veuve et à sa famille les regrets que nous éprouvons devant la perte de ce savant et de ce confrère aimable et souriant dont l'accueil était toujours plein de charme.

Je lève la séance en signe de deuil.

SPECTROSCOPIE. — *Constante universelle des spectres de bandes. Attribution des raies de la bande à d'autres causes que la rotation de la molécule*. Note de M. **Henri Deslandres**.

La Note actuelle prolonge quatre Notes des *Comptes rendus* présentées sous le même titre le 27 décembre 1937, le 11 avril, le 16 mai et le 20 juin 1938.

Dans la dernière Note, j'ai annoncé l'analyse de quatre molécules de complexité croissante, ClNa, ClO^3Na, $Zn(C^2H^5)^2$, $CH^3.HC:CH.CO.N(CH^3)^2$, et j'ai examiné les deux premières. Je présente aujourd'hui l'analyse des deux autres molécules [1].

La molécule $Zn(C^2H^5)^2$ a été choisie parce que son atome de zinc a un nombre atomique relativement élevé. J'ai étudié d'abord les molécules formées d'atomes légers plus simples, et j'ai reconnu que chaque fréquence émise ν est en raison inverse du nombre s' d'électrons des anneaux et sous-anneaux activés successivement dans un atome ou radical par l'approche d'un atome ou radical voisin, d'où la formule simple

$$\nu \text{ en cm}^{-1} = q d_1/s'r'. \tag{1}$$

d_1 étant la constante universelle 1062,5 cm^{-1}, q et r' étant des nombres entiers. Dans les 15 notes publiées depuis 1931, l'examen a été limité aux molécules des 20 premiers atomes, de H à Ca, dont les anneaux et sous-anneaux d'électrons sont bien déterminés.

Cependant la formule apparaît aussi applicable aux autres molécules, et j'avais pensé d'abord à présenter la molécule $HgSO^4$ dont l'atome Hg a 80 électrons. Mais il est sage d'avancer lentement et j'analyse la molécule plus simple dont l'atome principal Zn a seulement 30 électrons. Le tableau XVI ci-joint donne la liste Act. des nombres d'électrons activables dans les deux molécules, ces nombres étant déduits simplement de la formule chimique du composé (1).

Avec la molécule $Zn(C^2H^5)^2$ divisible en Zn, C^2H^5 et C^2H^5, on peut prévoir les deux arrangements : I. $Zn-(C^2H^5)^2$ et II. $C^2H^5-ZnC^2H^5$, les groupes $(C^2H^5)^2$ et ZnC^2H^5 étant assimilables à un radical. Or on a toujours vérifié que, dans un radical, les électrons sont activés par anneaux et sous-anneaux, ainsi que dans un atome, le $n^{ième}$ anneau d'un radical étant la somme des $n^{ièmes}$ anneaux de ses atomes [2]. C'est avec ces règles simples que la liste Act. du tableau a été déterminée ; or, les nombres s' de la liste se retrouvent dans l'analyse des fréquences de la molécule, analyse qui, en partant des fréquences seules, donne les nombres s', r' et q qui, portés

---

[1] Les fréquences sont tirées des Mémoires : $Zn(C^2H^5)^2$ par N. Gapolo, *Proc. Roy. Soc.*, 149, 1935, p. 29, et $CH^3HC:CH.CO.N.(CH^3)^2$ par Kohlrausch et Pongratz, *Zeits. f. Physik. Chemie*, (B) 27, 1934, p. 193.

[2] Dans les Notes de 1934 et 1935, ces nombres Act. étaient appelés Ex.; mais le mot excité étant appliqué déjà à d'autres particularités des atomes, je l'ai remplacé par le mot activé.

dans la formule (1), reproduisent chaque fréquence. Cette relation a une importance évidente.

Le tableau donne l'analyse des 4 fréquences principales de $Zn(C^2H^5)^2$, qui sont les 2 fréquences des radiations les plus intenses, et les 2 fréquences les plus petites. La molécule retient surtout les nombres *s'* qui sont communs aux atomes et groupes d'atomes qui la composent, le nombre des groupes étant de deux le plus souvent; car alors les fréquences émises par toutes les parties sont exactement les mêmes. D'après la liste Act., cette condition est remplie par le nombre *s'* égal à 18 dans l'arrangement, et ce nombre 18 est le premier nombre *s'* de l'analyse avec trois fréquences du tableau ([3]). L'ionisation intérieure apporte une solution meilleure; car elle assure, avec l'égalité des nombres *s'* dans les deux parties de la molécule, une union plus forte de ces deux parties et donc une résistance plus grande aux chocs que subit la molécule. D'après la liste Act., l'ionisation simple est possible, dans l'arrangement I, entre les *s'* 20 et 18, 28 et 26, l'ionisation double entre les *s'* 30 et 34, l'ionisation triple entre les *s'* 12 et 18, 20 et 26, 28 et 34 et, dans l'arrangement II, l'ionisation simple est possible entre les *s'* 9 et 11, 13 et 11. Tous les nombres *s'* qui résultent de ces ionisations se retrouvent dans les fréquences de la molécule. Le plus intéressant de ces nombres est le nombre 19, dû à Zn^+ 2a. et $(C^2H^5)^{2-}$ 1a.', qui est, avec un résidu faible, le nombre *s'* de 5 fréquences dont 2 ont l'intensité la plus forte; il impose sa fréquence à plusieurs autres combinaisons d'atomes et d'électrons de la molécule. Tous ces détails sont indiqués dans le tableau XVI.

La molécule $CH^3.HC:CH.CO.N(CH^3)^2$, formée d'atomes légers, est complexe par les nombreux groupes distincts d'atomes qu'elle renferme; elle est rattachée à la classe de composés X.CO.Y, X et Y étant des radicaux complexes monovalents. Son spectre Raman a été mesuré avec soin par Kohlrausch et Pongratz, et le tableau XVI donne l'analyse de la fréquence ayant l'intensité la plus grande et de la fréquence la plus petite.

Il convient d'examiner d'abord sa liste Act. qui offre naturellement la division en trois parties de la formule chimique, et de rechercher les nombres *s'* qui sont communs aux groupes d'atomes de la molécule. Or CH^3 1a., CH et N2a. ont 7 électrons, O1a. et C2a. 6 électrons, d'où

([3]) La condition est aussi remplie avec le nombre 26 qui se retrouve dans deux fréquences non insérées de la molécule.

les deux multiples $32/7 \times 3$ et $4d/7 \times 3$ des deux fréquences insérées dans le tableau; mais si un électron de O se porte sur C, le nombre s' est égal à 7 avec r' égal à 3, dans les 8 atomes ou groupes d'atomes. Pour aller plus loin, il faut rapprocher les parties X, OC, Y et aussi X + OC, OC + Y, X + Y, et toutes les fréquences, tous les nombres s' attachés à ces fréquences trouvent une explication simple, le plus souvent grâce à l'ionisation intérieure. Le tableau donne sur tous ces points des indications utiles. J'appelle spécialement l'attention sur les nombres s' 48, 24 et 12, 26 et 13, qui ont le résidu le plus faible dans les deux fréquences du tableau, et aussi sur les nombres s' 31, 23 et 15 qui correspondent au cas où la molécule est divisée en deux parties ayant le même nombre d'électrons, et que l'on retrouve dans plusieurs fréquences de la molécule.

Finalement, ces recherches ont révélé une relation simple entre les fréquences de la molécule et les anneaux activés de ses atomes, relation qui s'annonce comme générale. De plus, elles font entrevoir comment des radiations très diverses naissent dans la molécule sous l'influence des chocs multiples et variés qu'elle subit, et qui modifient l'arrangement intérieur, l'ionisation et la distance de ses atomes. Mais ces radiations et ces arrangements peuvent se maintenir pendant un temps notable, seulement lorsque les radiations émises par toutes les parties de la molécule sont les mêmes ou ont des différences très légères, et c'est ainsi qu'une même fréquence peut correspondre à plusieurs arrangements intérieurs différents de la molécule et avoir une intensité plus forte [1]. La molécule choisit la solution simple qui diminue le plus possible le nombre des fréquences dites de vibration.

Les molécules les plus stables sont celles dont les atomes ont des anneaux d'électrons tels que les conditions précédentes sont pleinement réalisées. On peut, en développant ces idées, expliquer simplement de nombreuses particularités des spectres moléculaires, et aussi parfois des molécules elles-mêmes.

---

[1] En partant de la formule chimique, de la liste Act. et des arrangements possibles, il semble que l'on puisse calculer les fréquences infrarouges de la molécule, au moins dans les cas simples.

Tableau XVI. — *Analyse de fréquences infrarouges de molécules.*

Liste Act. — Nombres s' d'électrons des anneaux (a.) et sous-anneaux (a′.) activables dans les atomes des molécules $Zn(C^2H^5)^2$ et $CH^2.CH:CH.CO.N(CH^3)^2$.

	I.		II.	
	Zn.	*$(C^2H^5)^2$.*	*C^2H^5.*	*ZnC^2H^5.*
1 a′......	2	18	9	11
1 a......	12	26	13	25
2 a′......	18			35
2 a......	20	34	17	37
3 a′......	26			43
3 a......	28			45
4 a......	30			47

	X.		Y.			
	$CH^2.HC:CH$.	*O . C*	*$N(CH^3)^2$.*	*X + OC.*	*OC + Y.*	*X + Y.*
1 a′......	11	4 6 2	13	17	19	24
1 a......	17	6 10 4	19	27	29	36
2 a......	23	8 14 6	25	37	39	48
	31	31				

Molécule et mode d'excitation.	Fréquence de vibration en cm^{-1}.	Multiple correspondant de $d_1/s'r'$ et résidu.	Nombre s' d'électrons activés dans l'atome ou le radical et nombre de leurs anneaux.
$Zn(C^2H^5)^2$ Raman........	ν = (5) 476 =	$4d_1/9$ +3,8	18 de Zn 2 a′. et $(C^2H^5)^2$ 1 a′.
64 électrons, 13 fréquences		$9d_1/10×2$ −2,1	10 de C^2H^{5-} 1 a′. et $(ZnC^2H^5)^+$ 1 a′.
dont 5 harmoniques.		$17d_1/19×2$ +0,7	19 de Zn^+ 2 a. et $(C^2H^5)^{2-}$ 1 a′.
		{ $13d_1/29$ −0,3	29 de Zn^+ 4 a. et 35 de $(C^2H^5)^{2-}$ 2 a.
		{ $19d_1/35$ +2,2	id.
	ν = (5) 1175 =	$10d_1/9$ −5,6	18 de Zn 2 a′. et $(C^2H^5)^2$ 1 a′.
		$52d_1/47$ −0,5	47 de (ZnC^2H^5) 4 a. et 9 de C^2H^5 1 a′.
		$21d_1/19$ +0,7	19 de Zn^+ 2 a. et $(C^2H^5)^{2-}$ 1 a′.
		$53d_1/48$ +1,7	12 de C^2H^{5+} 1 a. et $(ZnC^2H^5)^-$ 1 a′.
			16 de C^2H^{5+} 2 a. et 48 de ZnC^2H^{5-} 4 a.
			32 de Zn^{--} 4 a. et $(C^2H^5)^{2++}$ 2 a.
		$31d_1/28$ −1,3	28 de Zn^{++} 4 a. et $(C^2H^5)^{2--}$ 1 a.
	ν = (2) 111 =	$2d_1/19$ −0,8	19 de Zn^+ 2 a. et $(C^2H^5)^{2-}$ 1 a′.
		$3d_1/29$ +1,1	29 de Zn^+ 4 a. et 19 de $(C^2H^5)^{2-}$ 1 a′.
		$5d_1/48$ +0,3	12 de C^2H^{5+} 1 a. et $(ZnC^2H^5)^-$ 1 a′.
	ν = (2) 176 =	$d_1/6$ −1,0	tous les multiples de 6
$CH^2.HC:CH.CO.N(CH^3)^2$ Raman...............	ν = (15) 1616 =	$32d_1/7×3$ 3,0	7 de CH et N 2 a., de CH^3 1 a. et 6 de O 1 a. et C 2 a.
62 électrons, 24 fréquences dont 6 harmoniques.		$73d_1/48$ +0,1	{ 48 de (X + Y) 2 a., ou 24 de $(X^- + Y^+)$ 1 a′. et 6 de O 1 a. et C 2 a.
		{ $35d_1/23$ −0,8	23 de X 2 a. avec Y 2 a. et 6 de O 1 a. et C 2 a.
		{ $38d_1/25$ +1,0	25 de Y 2 a. avec X 2 a. id.
		{ $67d_1/11×4$ −1,9	11 de X 1 a′.
		{ $76d_1/10×5$ +1,0	10 de OC 1 a.
		{ $79d_1/13×4$ +1,8	13 de Y 1 a′. avec X 1 a′ et OC 1 a.
			ou 26 de $(X + OC)^+$ 1 a. et Y^- 2 a.
			ou 26 de $(OC + Y)^{+++}$ 1 a. et X^{---} 2 a.
		$41d_1/27$ +2,6	27 de (X + OC) 1 a. et 25 de Y 2 a.
		$44d_1/29$ +3,9	29 de (OC + Y) 1 a. et 23 de X 2 a.
	ν = (1) 204 =	$4d_1/7×3$ +1,6	7 de CH et N 2 a., de CH^3 1 a. et 6 de O 1 a. et C 2 a.
		$7d_1/36$ −2,6	6 de OC 1 a. et 2 a. et 36 de (X + Y) 1 a.
		$6d_1/31$ −1,6	31 de (X + O) 2 a. et de (C + Y) 2 a.
		$5d_1/13×2$ −0,3	13 et 26 comme ci-dessus.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Synthèse de la cyanamide par l'action de l'oxyde d'argent sur le formol et l'ammoniaque.* Note de MM. **Richard Fosse, Roger de Larambergue** et **Jacques Gaiddon.**

La transformation du glucose et de l'ammoniaque en cyanamide, par l'action du permanganate de potassium, puis de l'oxyde d'argent ([1]), résulte de plusieurs réactions successives, au nombre desquelles nous avons caractérisé les suivantes, correspondant à la production :

1° de *formol*, par l'action du permanganate de potassium sur le glucose; 2° d'un *précipité*, contenant du *formol*, de l'*ammoniaque* et de l'*argent*, combinés, sans doute, sous la forme d'un terme intermédiaire générateur de cyanamide, à côté d'argent métallique, d'oxyde d'argent et de très peu de cyanamide argentique; 3° de *cyanamide*.

Les questions suivantes viennent ainsi naturellement se poser :

La synthèse de la cyanamide, par oxydation permanganico-argentique du glucose et de l'ammoniaque, ne se ramène-t-elle pas, en réalité, à une synthèse, beaucoup plus simple et jusqu'ici inconnue, de la cyanamide par l'action de l'oxyde d'argent sur le formol et l'ammoniaque ?

La synthèse de la cyanamide dans ces conditions est-elle réalisable ?

Nos expériences, qui donnent une réponse affirmative à cette dernière question, ne permettent pas encore de savoir, dans leur état actuel, si le mécanisme de la première synthèse se ramène à celui de la deuxième.

Synthèse de la cyanamide par l'action de l'oxyde d'argent sur le formol et l'ammoniaque. — Dans un vase de verre mince, refroidi par de la glace, muni d'un thermomètre, introduire

Aldéhyde formique à M/10 .... 20^{cm^3}

puis, en évitant que la température s'élève au delà de +5°, les solutions suivantes, préalablement refroidies,

	cm^3
Ammoniaque N	20
Nitrate d'argent 2 N	20

Dans le mélange trouble, blanc gris, verser en agitant :

Potasse 2 N .... 20^{cm^3}

([1]) Richard Fosse et Roger de Larambergue, *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 1285; *Ibid.*, **205**, 1937, p. 188; Roger de Larambergue, *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 1431.

Réunir par centrifugation le précipité sombre dans un tube en verre Pyrex; le laver à l'eau; le plonger dans la glace et le triturer avec $NO^3H\,2n$, glacé jusqu'à réaction acide persistante, en évitant toute élévation de température au-dessus de $+5°$; centrifuger le mélange pourvu d'un peu de glace; épuiser encore plusieurs fois le dépôt d'argent à l'aide de 1^{cm^3} du même acide. L'alcalinisation de la liqueur par de l'ammoniaque concentrée, à froid, donne un dépôt jaunâtre, qu'on peut transformer en CN^2Ag^2 pure en suivant la technique déjà publiée ([2]).

Dosage de la cyanamide ainsi formée. — Laver à l'eau par centrifugation la cyanamide argentique brute; la traiter 30 minutes à 60°, par 5^{cm^3} de $NO^3H\,2n$; refroidir la liqueur louche et l'alcaliniser par $KOH\,10\,n$; lui ajouter de l'acide acétique cristallisable (11^{cm^3}); centrifuger et filtrer la liqueur dans une éprouvette graduée; laver précipité, vase et filtre à l'aide d'acide acétique à 66 pour 100; à la liqueur ajouter 1/20e de son volume de xanthydrol méthylique à 1/10e; recueillir la xanthylurée après 3 heures de condensation.

Les rendements en cyanamide varient beaucoup suivant les conditions de l'expérience :

Xanthylurée (en mg).....................	6,71	13,6	22,5
CN^2H^2 pour 100 de CH^2O..............	1,01	2,06	3,75

Le schéma qui suit représente cette nouvelle synthèse de la cyanamide :

$$\begin{matrix}H\\H\end{matrix}\!\!>\!C\!<\!\!\begin{matrix}OH\\OH\end{matrix} + \begin{matrix}H\\|\\H-N-H\\H-N-H\\|\\H\end{matrix} \xrightarrow[-2Ag^2-3H^2O]{+3Ag^2O} \begin{matrix}N-Ag\\||\\C\\||\\N-Ag\end{matrix} \rightarrow \begin{matrix}N\\|||\\C\\|\\N=Ag^2\end{matrix}$$

MÉCANIQUE DES FLUIDES APPLIQUÉE. — *Sur le rendement des hélices.* Note de M. **Robert Esnault-Pelterie.**

Ce qui va être dit s'applique naturellement aux hélices marines comme aux hélices aériennes, mais ce sont ces dernières qui seront prises comme exemple :

Considérons une hélice se déplaçant en ligne droite suivant son axe,

---

([2]) R. Fosse et P. de Graeve, *Comptes rendus*, **202**, 1936, p. 799.

avec une vitesse uniforme V [1], au sein d'un fluide homogène et immobile, en développant une force de traction de grandeur constante T. Le théorème des projections des quantités de mouvement nous donne la relation

$$T = \mu(V_1 - V), \tag{1}$$

μ étant la masse du fluide qui, dans chaque seconde, est accélérée par l'hélice et V_1 la vitesse avec laquelle ce fluide est rejeté vers l'arrière par rapport à un système de référence lié au mobile.

L'équation des forces vives nous indique que la puissance que l'air a reçue de l'hélice a pour expression, dans le même système de référence,

$$\mathcal{P}_a = \mu \frac{V_1^2 - V^2}{2} = T \frac{V_1 + V}{2}, \tag{2}$$

mais, tandis que l'équation des quantités de mouvement s'applique avec rigueur dans tous les cas, l'application de l'équation des forces vives entraîne, pratiquement, une perte; il faut entendre par là que la puissance à fournir réellement est

$$\mathcal{P} = \frac{\mathcal{P}_a}{\rho} > \mathcal{P}_a, \tag{3}$$

ρ étant le rendement de l'opération ainsi effectuée.

L'usage veut qu'on appelle *rendement d'une hélice* le quotient

$$\eta = \frac{VT}{\mathcal{P}} = \frac{2\rho}{\frac{V_1}{V} + 1}; \tag{4}$$

cette dénomination est visiblement défectueuse puisque l'on compare ainsi deux puissances dont l'une est mesurée dans un système d'axes lié au fluide et l'autre dans un système d'axes lié au mobile [2]. Un tel quotient n'a, pour ainsi dire, qu'une valeur *industrielle* et je propose de l'appeler plus correctement *coefficient d'utilisation*; le rendement proprement dit de l'hélice correspondant au rendement hydraulique d'une turbine est ρ de la formule (3), et je l'appellerai *rendement aérodynamique*.

---

(1) J'utilise ici les notations du Service des Recherches de l'Aéronautique.

(2) Dans le cas présent l'anomalie apparaît moins nettement que dans celui des fusées où cette manière de compter aboutit à ce que le rendement dépasse l'unité à partir du moment où la vitesse de translation de la fusée dépasse elle-même la moitié de la vitesse d'éjection.

On pourrait appeler *coefficient d'utilisation cinématique* le rapport

(5) $$\sigma = \frac{VT}{\mathfrak{T}_a} = \frac{2}{\frac{V_1}{V} + 1},$$

puisqu'il ne dépend que des vitesses ; on aurait alors la relation

(6) $$\eta = \sigma\rho.$$

Les Tables publiées par le Service des Recherches de l'Aéronautique donnent les caractéristiques des hélices en fonction des coefficients sans dimensions

$$\gamma = \frac{V}{nD},$$

$$\tau = \frac{T}{\frac{a}{g} n^2 D^4},$$

$$\chi = \frac{2\pi C}{\frac{a}{g} n^2 D^5},$$

$$\eta = \frac{\tau}{\chi}\gamma = \frac{VT}{2\pi n C} = \frac{VT}{\mathfrak{T}},$$

D étant le diamètre de l'hélice en mètres, n le nombre de tours par seconde, V la vitesse en m/sec, a/g la masse spécifique de l'air.

Admettant que

(7) $$\mu = \frac{a}{g}\frac{\pi}{4}D^2V \quad (^3),$$

on tire de (1)

(8) $$\frac{V_1}{V} = \frac{T}{\mu V} + 1 = \frac{4}{\pi}\frac{\tau}{\gamma^2} + 1,$$

c'est-à-dire, d'après (4),

(9) $$\rho = \eta\left(\frac{2}{\pi}\frac{\tau}{\gamma^2} + 1\right),$$

puis, d'après (5),

(10) $$\sigma = \left(\frac{2}{\pi}\frac{\tau}{\gamma^2} + 1\right)^{-1};$$

(³) Ce n'est là qu'une définition, en fait arbitraire, mais avantageuse pour l'intelligence des faits.

enfin, d'après (8), le recul relatif

$$r = \frac{V_1 - V}{V} = \frac{4}{\pi}\frac{\tau}{\gamma^2}. \tag{11}$$

D'après les valeurs des susdits coefficients, relevées sur les courbes publiées par le Service des Recherches de l'Aéronautique, on obtient, pour η, ρ, σ et r, les valeurs portées au tableau ci-dessous :

		Famille d'hélices (nombre de pales).				Famille d'hélices (nombre de pales).		
h.		II.	III.	IV.		II.	III.	IV.
0,5	η	0,732	0,735	0,740	σ	0,909	0,918	0,898
1	η	0,780	0,787	0,790	σ	0,943	0,930	0,929
1,5	η	0,755	0,760	0,760	σ	0,963	0,956	0,945
2	η	0,745	0,755	0,745	σ	0,967	0,947	0,943
2,5	η	0,730	0,747	0,750	σ	0,973	0,963	0,958
3	η	0,669	0,725	0,747	σ	0,978	0,971	0,964
0,5	ρ	0,806	0,800	0,833	r	0,200	0,177	0,225
1	ρ	0,820	0,846	0,851	r	0,119	0,150	0,154
1,5	ρ	0,784	0,796	0,804	r	0,177	0,092	0,115
2	ρ	0,770	0,796	0,790	r	0,067	0,109	0,120
2,5	ρ	0,749	0,775	0,782	r	0,054	0,075	0,086
3	ρ	0,683	0,746	0,774	r	0,043	0,058	0,074

L'examen de ce tableau appelle plusieurs réflexions :

Le coefficient d'utilisation cinématique σ, constamment supérieur à 0,9, augmente avec le pas relatif pour atteindre 0,98, cependant que le recul relatif tombe à 0,04 : cela semble élevé pour le premier et bas pour le second, mais il faut noter que je n'ai considéré que les points optima pour chaque pas relatif. Ces points correspondent à des vitesses qui augmentent avec le pas et le débit d'air intéressé par l'hélice croît corrélativement ; il est donc naturel que le rendement cinématique augmente lui-même, le recul diminuant.

Ces considérations semblent indiquer que, dans le cas de grands pas relatifs, les pales de l'hélice n'accélèrent directement qu'une partie de l'air qui la traverse, ceci avec un coefficient d'utilisation cinématique moindre, mais avec un rendement aérodynamique meilleur que ceux qui apparaissent finalement. Les portions de l'air directement accélérées entraînent ensuite par mélange celles qui ne l'ont pas été ; il se produit ainsi une perte de force vive qui abaisse le rendement aérodynamique, cependant que le coefficient d'utilisation cinématique est relevé par l'augmentation du débit-masse intéressé, le tout jusqu'aux valeurs finales qui ont été indiquées.

Si ce mécanisme de détail, suggéré par l'analyse ci-dessus, est exact, il doit y avoir avantage à augmenter le nombre de pales d'une hélice en même temps qu'on augmente son pas relatif. C'est justement ce qu'on observe sur le tableau jusqu'à quatre pales; il semble bien qu'il y aurait lieu de pousser plus loin dans cette voie.

En tout état de cause, on voit que, pour h variant de 0,5 à 1,5, $\rho \geq 0,8$ approche du rendement hydraulique des bonnes turbines et même l'atteint parfois; les hélices marines, présentant des coefficients d'utilisation un peu supérieurs à ceux des hélices aériennes, s'égaleraient donc, comme rendement hydrodynamique, aux meilleures turbines hydrauliques, nonobstant que le fluide n'y soit pas dirigé par des aubes d'entrée.

TECTONIQUE. — *Les relations réciproques des joints dans les terrains plissés des Cornouailles* (Angleterre). Note [1] de M. **Paul Fourmarier.**

Les roches sédimentaires répondent différemment aux sollicitations dynamiques suivant les conditions de charge auxquelles elles sont soumises, compte tenu de leur nature lithologique.

Dans un travail récent [2], j'ai envisagé la question pour les terrains paléozoïques de la Belgique en m'efforçant d'établir l'ordre d'apparition des divers types de joints qui affectent les bancs. Dès que se manifeste un début de lapidification, il s'y produit une fissuration suivant des joints normaux à la stratification qui sont les *diaclases:* à profondeur suffisante, les actions dynamiques en plissant les roches, y font naître la *schistosité*. Celle-ci, sous son développement le plus marqué, s'accompagne d'un étirement considérable de la matière; elle caractérise une déformation de type essentiellement plastique. Si, dans la suite, les conditions générales de la région sont modifiées par érosion de la zone plissée ou pour une autre cause, d'autres joints prennent naissance qui sont disposés suivant un réseau régulier, recoupant plis et feuillets de clivage; ces joints jouent par rapport à la masse plissée, un rôle comparable à celui des diaclases vis-à-vis d'un même banc rocheux. Ils peuvent s'être développés progressivement de telle sorte que les éléments d'un même réseau ne sont pas nécessairement synchroniques.

---

(1) Séance du 27 juin 1938.

(2) *Société géologique de France,* séance du 16 mai 1938.

En Ardenne, la schistosité est antérieure à la mise en place des manifestations éruptives profondes; il en est de même de quelques joints postérieurs au plissement; mais il est d'autres joints plus tardifs par rapport au phénomène magmatique.

J'ai observé des faits analogues dans les Cornouailles (Angleterre) où l'on trouve le prolongement des terrains de l'Ardenne. Je me suis arrêté principalement à la région de Penzance et de Saint-Ives. Les terrains paléozoïques y sont très plissés; toutefois, à cause de la prédominance des séries schisteuses, il est difficile de préciser les règles de la tectonique. On note fréquemment la présence de chiffonnages serrés, de plis étirés, de plis couchés; la schistosité est très développée avec étirement considérable de la matière; de façon générale, elle est peu inclinée; le métamorphisme régional est relativement avancé et les roches argileuses sont à l'état de phyllades.

Tous ces caractères indiquent une première évolution à profondeur relativement grande, où les roches sont amenées à l'état de plasticité.

Les roches éruptives figurées sur la carte géologique sont des roches vertes (*greenstones*), des granites et des porphyres quartzifères (*elvans*); ces derniers sont très probablement des différenciations des granites comme les pegmatites et la plupart des gros filons de quartz si abondants dans la région.

Les roches vertes se sont mises en place avant les granites, car en plusieurs endroits, elles sont traversées par des filons de cette roche.

Toutes ces venues éruptives sont postérieures au plissement et au développement de la schistosité : elles se sont souvent injectées suivant le clivage ou le recoupent sans en modifier sensiblement l'allure.

Dans la falaise, à l'Est de Saint-Ives, j'ai trouvé non loin du granite, de beaux spécimens de schistes tachetés (*spotted slates*); les petits nodules y sont orientés suivant le clivage, lequel est donc antérieur au granite.

Dans l'anse de Prah Sands à l'est de Penzance, la surface de contact du granite et du schiste est irrégulière et correspond par places à des joints subverticaux postérieurs au clivage. La mise en place du granite a donc été précédée d'un stade de fracturation suivant des joints comparables à des diaclases; il a fallu qu'entre la production du clivage et la montée du granite, les conditions de résistance des roches aux sollicitations dynamiques fussent modifiées; c'est ce que j'ai constaté en Ardenne.

L'examen des filons de quartz permet d'affirmer que la fracturation des roches s'est continuée en une série de phases successives.

Les filons les plus nombreux et les plus puissants qui comprennent les filons stannifères ont des allures diverses : les uns recoupent la schistosité; d'autres sont en lentilles irrégulières; d'autres s'allongent parallèlement au clivage tout en présentant des changements brusques d'allure qui leur font recouper la schistosité en leur donnant une apparence plissée comparable aux plis ptygmatitiques des séries cristallophylliennes. [Il a été supposé que les plis ptygmatitiques prennent naissance en même temps que la schistosité et que le serrage extraordinaire de ces plis est son fait (voir E. Raguin, *Rev. Questions scient.*, mai 1937, p. 326-360, Louvain.) Cette explication ne semble pas pouvoir être admise pour les filons de quartz dont il s'agit ici.]

Lorsque des filons quartzeux sont particulièrement abondants, la schistosité, d'ordinaire très régulière en direction et en inclinaison, présente des allures anormales ou semble avoir été légèrement gauchie comme elle l'est parfois aussi dans le voisinage du granite. Les filons de ce type, stannifères ou non, provoquent de la métasomatose dans les schistes encaissants (silicification et injections de tourmaline entre les feuillets).

En plus de ces filons, on observe une série de joints subverticaux disposés en un réseau régulier dont les directions dominantes sont approximativement WSW-ENE, NW-SE et N-S. Ces joints, bien développés dans les schistes, se prolongent pour la plupart dans les roches éruptives; ils traversent les gros filons quartzeux décrits précédemment. Certains d'entre eux sont minéralisés en quartz ou en chlorite. Dans la falaise des Megiliggar Rocks, à l'Est de Penzance, j'ai observé un filon de quartz parallèle au clivage, traversé par un mince filon vertical à chlorite, lequel est recoupé à son tour par un filon quartzeux également vertical. Dans une mine d'étain près de Camborne, j'ai pu voir des filons stannifères à pente N déplacés par des filons de même direction mais à pente S ; tous ces filons sont à leur tour rejetés par des failles de direction méridienne dont le remplissage est un produit de sécrétion latérale sans relation avec le phénomène magmatique.

Toutes ces observations concordent pour montrer que les joints de diverses natures et leur remplissage correspondent à des stades successifs dans l'évolution de la région. Mes observations dans les Cornouailles confirment et complètent celles que j'ai faites sur les terrains paléozoïques de la Belgique quant à l'ordre de succession des joints et leurs relations avec les phénomènes magmatiques.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Tendances actuelles des techniques de la chaleur* par M. Véron (présenté par M. L. Guillet).

2° Raoul Michel May. *Les cellules embryonnaires.*

3° Ch. Claoué. *Oreille interne. Étude anatomo-pathologique et clinique. Technique histologique et expérimentale.*

4° *Analyse de diverses microphotographies se rapportant au nucléome des Schizophytes bactériacées et cyanophycées* (*Nucléosomes et centres nucléosomiens*) par A.-Ch. Hollande.

LOGIQUE MATHÉMATIQUE. — *Les opérations des mathématiques pures sont toutes des fonctions mécaniques.* Note de M. **Louis Couffignal**, présentée par M. Maurice d'Ocagne.

Appelons *système de Herbrand* ([1]) un ensemble d'éléments a_i satisfaisant à la définition du premier alinéa de Problème B[II]. Prenons pour a_0 l'indice I des invariants propositionnels [I] et pour fonctions f_i les fonctions suivantes (où les variables sont d'un même ordre) : la négation $f_1 = \sim x$, l'équivalence $f_2 = (x_1 \equiv x_2)$, le produit logique $f_3 = x_1 . x_2$, la juxtaposition $f_4 = x_1 . x_2$, définie au premier alinéa de [II], enfin, la fonction $f_5 = (\sim x / 1)$, qui est une fonction de deux variables, x et 1, équivalente à f_1 ; de plus, représentons ~ 1 par 0. La combinaison des opérations f_i permet de construire à partir de 1 la forme universelle d'ordre n [II], quel que soit n; l'ensemble des éléments ainsi construits est dénombrable, et la première condition de Problème B est vérifiée grâce au principe d'efficacité : *la forme universelle d'ordre* **n**, *où n peut croître indéfiniment, constitue donc un système de Herbrand.*

Dans une forme universelle, les systèmes $a_{i_1}, a_{i_2}, \ldots, a_{i_n}$ du second alinéa

---

([1]) Cf. J. Herbrand, *Comptes rendus*, **189**, 1929, p. 554; L. Couffignal, **206**, 1938, p. 1336, et **206**, 1938, p. 1529 : nous désignerons ces Notes par [H], [I] et [II].

de Problème B n'ont que deux éléments a_{i_1}, a_{i_2}, et les f_i dépendent toutes de deux variables, si l'on convient de remplacer f_4 par f_5. Désignons par $\varphi_\lambda(a_{\mu_1}a_{\mu_2}a_{\mu'_1}a_{\mu'_2})$ les relations $f_i(b_{j_1}b_{j_2}) = f_{i'}(c_{j'_1}c_{j'_2})$; l'opération f_4 servant seulement à la construction de la forme universelle, les indices i et i' des lettres f prennent seulement, dans l'énoncé d'un problème, les valeurs 2, 3, 5, de telle sorte que les φ_λ se conservent si l'on permute a_{μ_1} et a_{μ_2}, $a_{\mu'_1}$ et $a_{\mu'_2}$. Dès lors, si l'on forme à partir de deux systèmes a_{i_1}, a_{i_2} et $a_{i'_1}$, $a_{i'_2}$, un système unique a_{i_1}, a_{i_2}, $a_{i'_1}$, $a_{i'_2}$ (désigné par S_i) où les a sont écrits dans un ordre invariable, on peut former toutes les relations $f_i(b_{j_1}b_{j_2}) = f_{i'}(c_{j'_1}c_{j'_2})$ distinctes en remplaçant μ par i dans les φ_λ qui sont ainsi fonctions des S_i, et non nécessairement des a_μ considérés isolément. L'énoncé de Herbrand revient dès lors au suivant : *Étant donnés une collection quelconque de k^2 systèmes S_i formés par la combinaison deux à deux de k systèmes de deux éléments, un système de Λ fonctions $\varphi_\lambda(S_\mu)$, et un nombre p inférieur à h, peut-on choisir p systèmes S'_i parmi les S_i, tels que le produit logique Φ des fonctions φ_λ ne soit vrai que si les S_μ sont tous des S'_i.*

Désignons par Γ_u une combinaison $h-p$ à $h-p$ des k^2 systèmes S_i et par A_{uv} un arrangement Λ à Λ des S_i appartenant à Γ_u. Formons le produit logique Φ_v des valeurs des φ_λ pour l'arrangement A_{uv}, puis la somme logique Σ_u des Φ_v; la condition que les $\varphi_\lambda(S_\mu)$ ne soient vraies que si les S_μ sont tous des S_i qui n'appartiennent pas à Γ_u est équivalente à la condition que Σ_u soit faux. Enfin la condition qu'il existe une combinaison Γ_u pour laquelle Σ_u soit faux est équivalente à la condition que le produit logique Π des Σ_u soit faux. L'énoncé de Herbrand revient donc enfin au suivant : *Reconnaître si, dans le système propositionnel général à la forme universelle duquel appartiennent les éléments figurant dans les systèmes S_i, la fonction $\sim \Pi$ est un invariant propositionnel.*

Cet énoncé est celui qu'admet notre Problème de la démonstration [II] dans le cas où l'on prend pour système particulier S'_n le système général S_n lui-même.

Inversement, un système particulier d'ordre n pouvant toujours être défini par la condition qu'une proposition p de la forme universelle d'ordre n soit vraie, notre Problème de la démonstration peut s'énoncer, q étant la proposition sensée donnée : *reconnaître si la proposition $p \to q$ est vraie*. Cet énoncé prend la forme de l'énoncé de Herbrand en posant

$$a_{i_1} = 1, \qquad a_{i_2} = p, \qquad a_{i'_1} = p, \qquad a_{i'_2} = q, \qquad f_i = f_{i'} = f_3.$$

L'énoncé du second alinéa de Problème B et l'énoncé de notre Problème de la démonstration sont donc équivalents.

Par suite *la construction des diverses théories qui constituent les mathématiques pures peut s'effectuer complètement par des moyens exclusivement mécaniques, après traduction des hypothèses dans un langage symbolique approprié.*

La forme que nous avons donnée à l'énoncé de Herbrand met très simplement en évidence que la logique classique (basée sur le *modus ponens*) opère le passage d'une proposition p à l'une de ses conséquences q, au moyen d'une proposition invariante Π dont les propositions p et q sont des éléments: p et q peuvent exprimer des phénomènes naturels, Π exprime un phénomène intellectuel; ce dernier, dans la logique classique, est donc toujours plus compliqué que les phénomènes naturels auxquels il s'applique. L'opérateur mécanisable qui consiste à comparer chiffre par chiffre les indices logiques des propositions p et q n'exige la construction d'aucune proposition autre que p et q; il est applicable, identique à lui-même, à toutes les propositions : il constitue donc un opérateur déductif plus simple et plus puissant que l'opérateur classique. En outre, tandis que ce dernier, permettant seulement de passer de l'antécédent au conséquent, est irréversible, notre opérateur est réversible; on peut dire qu'il permet la recherche des causes à partir de l'effet observé, aussi bien que celle des effets à partir d'une cause donnée.

L'étude détaillée de la théorie des formes universelles, ainsi que la recherche des expressions que l'on peut donner de cette dernière pour l'approprier le mieux possible aux besoins des sciences de la nature feront l'objet d'un travail d'ensemble que nous publierons ultérieurement.

STATISTIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur l'analyse de la variance du total des notes de l'examen écrit du baccalauréat.* Note [1] de M. **Henri Laugier** et Mlle **Dagmare Weinberg**, présentée par M. Émile Borel.

Aux examens du baccalauréat, le *total* des notes de toutes les épreuves écrites décide de l'admissibilité du candidat (et dans plus de 90 cas sur 100, ce total décide même de l'admission ou de l'échec final); nous avons essayé d'analyser les facteurs qui dispersent les notes *total* des différents candidats autour de la moyenne des candidats d'une série. En vue de cette analyse,

---

[1] Séance du 27 juin 1938.

l'ensemble des effets dispersifs est exprimé au mieux par la variance des notes individuelles autour de la moyenne des candidats (²).

Au cours d'une recherche antérieure (³), appliquant les méthodes d'analyse factorielle de Spearman, nous avons montré que les notes d'une épreuve pouvaient être décomposées en facteurs indépendants, dont l'un, le facteur général, était commun à toutes les épreuves de la série, les autres facteurs étant liés chacun soit à une seule épreuve soit à quelques-unes, mais non pas à toutes; certains pouvaient être dus aux erreurs de mesure.

Pour déterminer les parts respectives que ces divers facteurs représentaient dans la variance du total des notes de l'examen écrit (⁴), la saturation de ce *total* par le facteur général de la série a d'abord été recherchée. Les coefficients de saturation obtenus sont indiqués au Tableau I (coefficients bruts, non corrigés pour les erreurs de mesures).

TABLEAU I.

		B secondaire		B primaire sup.
A.	A'.	gr.-espagnol.	gr.-allemand.	gr.-espagnol.
0,826	0,737	0,601	0,751	0,641

La part qui, dans la variance totale, est imputable à la variance du facteur général est donc représentée par les valeurs indiquées au tableau II.

TABLEAU II.

			B secondaire		B primaire sup.
	A.	A'.	gr.-espagnol.	gr.-allemand.	gr. espagnol.
Pour 100...	68	54	36	56	40

Les parts résiduelles se partagent entre facteurs spécifiques (dont les uns

---

(²) Soient $X_1, X_2, \ldots, X_n$ les notes *total* des N candidats; la variance

$$V_x = \frac{\Sigma(X - \bar{X})^2}{N - 1}, \quad \text{où} \quad \bar{X} = \frac{\Sigma X}{N}.$$

Si la note se décompose en éléments ou *facteurs* indépendants, la variance de la somme est égale à la somme des variances : si $X = a + b + c + \ldots + m$ et que

$$r_{ab} = r_{ae} = r_{am} = \ldots = 0; \quad \text{on a} \quad V_x = V_a + V_b + V_c + \ldots + V_m.$$

(³) *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 1864.

(⁴) Les notes analysées ici sont les mêmes que celles ayant servi à la précédente étude.

sont inhérents chacun à une seule épreuve, d'autres communs aux mathématiques et à la physique, *op. cité*), et les erreurs de mesure.

Nous avons distingué les erreurs dues à la personnalité du correcteur et celles liées à la personnalité de l'élève.

Les recherches antérieures relatives aux corrélations entre les notes *total* émanant de jurys différents (et relatives aux mêmes copies) ([5]) permettent d'estimer à 12,5 pour 100 la part de la variance totale imputable aux variations fortuites liées à la personnalité du correcteur.

Sur les écarts liés à la personnalité de l'élève, on ne possède encore aucune donnée numérique précise. Cependant ces écarts ne doivent pas être inférieurs aux écarts liés à la personnalité du correcteur, les causes d'erreurs étant plus importantes et plus nombreuses pour le candidat qui subit l'examen que pour le professeur qui corrige les copies; de sorte qu'en acceptant pour base le chiffre de 12,5 pour 100, on reste très probablement au-dessous de la vraie valeur.

Les résidus représentent la part du facteur commun seulement aux mathématiques et à la physique (facteur scientifique) ainsi que l'ensemble des facteurs spécifiques inhérents chacun à une seule épreuve à l'exclusion des autres. Ils sont indiqués au Tableau III.

TABLEAU III.

			B secondaire		B primaire sup.
	A.	A'.	gr.-espagnol.	gr.-allemand.	gr.-espagnol.
Pour 100.........	7	21	39	19	35

Ces résultats (Tableaux II et III) montrent que le facteur général de la série a plus d'importance dans les séries réputées difficiles; il n'y laisse que peu de place à l'ensemble d'autres facteurs systématiques (facteurs spécifiques et facteur de groupe commun aux mathématiques et à la physique); ceux-ci acquièrent plus d'importance pour les groupes de candidats ayant opté pour les programmes réputés faciles (B espagnol) ou venus de l'enseignement primaire supérieur.

Il résulte de l'analyse factorielle un schéma quantitatif relatif à la structure des aptitudes scolaires et à la constitution à ce point de vue des types pédagogiques. Ce schéma doit faire l'objet d'une étude de psychophysiologie expérimentale avant d'être utilisé pour des applications pratiques.

([5]) H. LAUGIER et D. WEIBERG, *Élaboration statique des données numériques de l'Enquête sur la correction des épreuves du Baccalauréat*, Paris, 1936.

TOPOLOGIE. — *Sur les espaces uniformes complets.* Note [1] de M. **Jean Dieudonné.**

1. *Notions et résultats utilisés.* — Pour le sens des termes non définis dans cette Note, nous renvoyons au Mémoire de A. Weil sur les *espaces uniformes* [2] et aux Notes de H. Cartan sur les *filtres* [3]. Sur un même ensemble E, une topologie **T** est dite *plus fine* qu'une topologie **T**′ si tout voisinage d'un point dans **T**′ est voisinage de ce même point dans **T**. Une structure uniforme **U** sur E est de même dite *plus fine* qu'une structure uniforme **U**′ si tout entourage dans **U**′ est un entourage dans **U**. Une topologie **T** étant donnée sur un ensemble E, on dit qu'une structure uniforme **U** sur E est *compatible* avec la topologie **T** si la topologie déterminée sur E par la structure uniforme **U** est identique à **T**.

On appelle *pseudo-métrique* sur un ensemble E une fonction réelle $f(x, y)$ définie sur $E \times E$, telle que : 1° $f(x, y) \geq 0$ et $f(x, x) = 0$; 2° $f(x, y) = f(y, x)$; 3° $f(x, z) \leq f(x, y) + f(y, z)$ [4]. Une famille quelconque Φ de pseudo-métriques sur E y définit une structure uniforme [5] en prenant pour filtre des entourages le filtre engendré par les ensembles des couples (x, y), tels que $f(x, y) < a$, f parcourant la famille Φ et a l'ensemble des nombres > 0. Inversement, il résulte d'un théorème de A. Weil [6] que toute structure uniforme peut être définie de cette manière. Si E est muni d'une topologie **T**, et si les fonctions de Φ sont *continues* au sens de cette topologie, la structure uniforme définie par Φ détermine une topologie *moins fine* que **T**.

2. J'aborde, dans cette Note, le problème [7] de savoir *si l'on peut munir un espace topologique complètement régulier* [8] *d'une structure uniforme compatible avec sa topologie, et pour laquelle l'espace soit complet.*

Théorème. — *Si* E *peut être muni d'une structure uniforme* **U** *telle que,*

---

[1] Séance du 27 juin 1938.

[2] *Act. Scient. et Industr.*, n° 551, Paris, 1937.

[3] *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 595-598 et 777-779.

[4] f est une *métrique* si de plus $f(x, y) \neq 0$ lorsque $x \neq y$.

[5] Tout au moins si, lorsque $x \neq y$, il existe f dans Φ telle que $f(x, y) \neq 0$.

[6] *Loc. cit.*, p. 15.

[7] Problème posé par A. Weil, *loc. cit.*, p. 38-39.

[8] C'est la condition nécessaire et suffisante pour qu'un espace topologique puisse être uniformisé (A. Weil, *loc. cit.*, p. 12-13).

dans l'espace $\hat{E}$, *complété de* E *au sens de cette structure, tout point de* $\hat{E} - E$ *ait un système fondamental dénombrable de voisinages, alors on peut munir* E *d'une structure uniforme* U′ *plus fine que* U, *et pour laquelle* E *soit complet.*

L'idée de la démonstration [9] est la suivante : lorsqu'on remplace une structure uniforme sur E par une structure plus fine, on *diminue* le nombre (grossièrement parlant) des filtres de Cauchy sur E. La démonstration consiste alors à choisir U′ de sorte qu'aucun des filtres de Cauchy (au sens de la structure U), qui *ne convergeaient pas* dans E, ne soit un filtre de Cauchy au sens de la structure U′; celle-ci est alors bien une structure d'espace complet. Pour arriver à ce résultat, on définit, pour chaque point $x_0 \in \hat{E} - E$, une fonction $f_{x_0}(x)$, continue sur $\hat{E}$, sauf au point x_0, où elle tend vers $+\infty$, et l'on ajoute aux pseudo-métriques qui définissent U les pseudo-métriques $|f_{x_0}(x) - f_{x_0}(y)|$.

3. Un premier cas où le théorème s'applique est celui où E est *réunion dénombrable d'ensembles compacts :* on retrouve ainsi un théorème implicitement démontré par A. Weil [10]. Un autre cas plus important est celui où E est *métrisable : tout espace métrisable peut être muni d'une structure uniforme d'espace complet.* Cette structure n'est pas métrisable en général : on sait, par exemple, qu'elle ne peut pas l'être si E est l'ensemble des nombres *rationnels.* Par contre, il résulte de la démonstration ci-dessus et d'un théorème de A. Weil [11] *qu'on peut trouver une métrique rendant complet un sous-espace de la droite* (avec la topologie ordinaire) *dont le complémentaire est dénombrable*, par exemple, l'ensemble des nombres *irrationnels*, ou celui des nombres *transcendants;* il serait intéressant dans ces deux derniers cas de déterminer *effectivement* des métriques jouissant de cette curieuse propriété.

4. On peut se demander si *tout* espace complètement régulier ne pourrait être muni d'une structure d'espace complet; il n'en est rien, comme le montre un exemple de Tychonoff [12]. On montre en effet que, dans ce cas, on ne peut munir l'espace que d'*une seule* structure uniforme, pour laquelle le filtre des complémentaires des ensembles compacts est de Cauchy, et ne converge pas.

---

(9) Les démonstrations détaillées des propositions de cette Note seront publiées dans un autre Recueil.

(10) *Loc. cit.*, p. 28-29; la démonstration est un cas particulier de celle utilisée ici.

(11) *Loc. cit.*, p. 16.

(12) *Math. Annalen*, 102, 1930, p. 553.

5. Par contre, on peut former d'autres espaces susceptibles d'être munis d'une structure d'espace complet, et auxquels le théorème ci-dessus ne s'applique pas directement, par exemple les *sous-espaces fermés des produits quelconques d'espaces métrisables*. On peut montrer que tout espace complètement régulier dont la topologie est *plus fine* qu'une topologie d'espace métrisable, est homéomorphe à un tel sous-espace. Dans cette catégorie rentre en particulier un exemple d'espace non normal donné par Niemytzki et van Dantzig ([13]); il existe donc des espaces non normaux susceptibles d'être munis d'une structure d'espace complet ([14]).

THÉORIE DES ESPACES ABSTRAITS. — *Sur les espaces à connexion affine et les espaces riemanniens généralisés*. Note de M. **Robert Potier**, présentée par M. Élie Cartan.

Les notations sont celles de notre Note précédente ([1]).

Soit un espace $\mathcal{E}$ à connexion affine; on appelle géodésiques les courbes autoparallèles de $\mathcal{E}$. Il est facile de voir que leurs représentations dans E (supposé être un espace de Banach) satisfont à l'équation (2) ([2])

$$\frac{d^2 m}{dt^2} + \omega\left(\frac{dm}{dt}\right)\frac{dm}{dt} = 0, \tag{1}$$

laquelle admet, selon M. A. D. Michal ([3]), sous réserve que ω vérifie une condition de Lipschitz, une solution et une seule tangente à un élément linéaire donné $[m_0, (dm/dt)_0]$.

Cela étant, il est clair qu'il existe un voisinage de M_0 dont tous les points sont atteints par les géodésiques issues de M_0. Un système de *coordonnées normales* sera obtenu en transportant par équipollence le repère en M_0 le long de toutes les géodésiques issues de M_0.

Si l'on fait la *carte* de ce système de repères sur l'espace de Banach, de façon que les géodésiques issues de M_0 soient représentées par des droites

---

([13]) Voir Alexandroff-Hopf, *Topologie I* (Berlin, 1935), p. 31.

([14]) Cf. A. Weil, *loc. cit.*, p. 39.

([1]) *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 1868.

([2]) Cette équation est valable une fois fait un choix de repères naturels (voir E. Cartan, *Leçons sur la géométrie des espaces de Riemann*, Paris, 1928, p. 40).

([3]) A. D. Michal, *Annali R. Scuola Norm. Sup. Pisa*, 7, 1938, p. 3.

issues de m_0 et si chaque droite $\mathcal{D}$ est définie par un vecteur u, chaque point de $\mathcal{D}$ par un nombre t, si d'autre part, on pose

$$\omega = \bar{\omega}, \qquad \varpi = u\,dt + \bar{\varpi},$$

on obtient

$$\frac{\partial\omega}{\partial t} = \Omega(u, \bar{\varpi}), \tag{2}$$

$$\frac{\partial\bar{\varpi}}{\partial t} = du + \bar{\omega}u + \mathrm{T}(u, \bar{\varpi}), \tag{3}$$

avec les conditions initiales $(\bar{\varpi})_0 = 0$, $(\bar{\omega})_0 = 0$.

Si l'on introduit le produit scalaire de deux vecteurs (gx, y), g étant un opérateur linéaire borné, la parenthèse indiquant une formule bilinéaire invariable, le transport par équipollence des vecteurs conserve leur produit scalaire à condition que

$$dg = \omega^{*}g + g\omega, \tag{4}$$

où ω^{*} est l'associé de ω, de telle sorte que $(\omega x, y) = (x, \omega^{*}y)$.

On démontre alors l'identité

$$\Omega^{*}g + g\Omega = 0 \quad (^{3}). \tag{5}$$

Si le produit scalaire (gx, y) est symétrique en x et y, on peut définir la quantité

$$\mathrm{K} = \frac{[g\Omega(x, y)x, y]}{\|x\|^2\|y\|^2 - (gx, y)^2};$$

K est une fonction d'élément plan appelée *courbure riemannienne*. Par la suite, nous supposerons que la torsion est nulle. Le tenseur de courbure satisfait alors à l'identité

$$\big(g\Omega(x, y)z, \mathrm{U}\big) = \big(g\Omega(z, u)x, y\big), \tag{6}$$

quels que soient les vecteurs X, Y, Z, U.

L'annulation identique de K entraîne celle du tenseur Ω.

Si le carré scalaire de la forme ϖ est défini positif, on voit que $ds^2 \geqq dt^2$ (en coordonnées normales), ds^2 étant le carré scalaire de ϖ.

Donc, la géodésique réalise, localement, le plus court chemin d'un point à un autre.

Si $\mathcal{E}$ est complet, on démontre que toute géodésique y est indéfiniment prolongeable (ceci est vrai, même quand il y a de la torsion).

Si la courbure K est partout négative ou nulle, on voit que $ds \geqq d\sigma$, en désignant par $d\sigma$ l'élément linéaire de l'espace des coordonnées normales. La somme des angles d'un triangle géodésique est alors inférieure ou égale à 2 droits.

Dans ce cas, si deux points A et B sont toujours joints par une géodésique au moins, et si l'espace est simplement connexe, on sait que la géodésique AB est unique.

Alors, par un point pris hors d'une géodésique, on peut mener à cette géodésique une perpendiculaire et une seule.

En faisant usage de coordonnées normales avec une géodésique de base (4), on démontre les théorèmes suivants :

1° Deux géodésiques quelconques G et Γ ou bien ont une perpendiculaire commune et une seule, ou bien sont telles que la distance d'un point de l'une G à l'autre Γ tende vers une limite finie h, quand le point s'éloigne indéfiniment sur G (on dit alors que G est parallèle à Γ).

2° Si $\mathcal{E}$ est complet, il existe deux parallèles à une géodésique donnée, passant par un point donné et deux seulement.

3° Si G et Γ sont parallèles, une condition suffisante pour qu'elles soient parallèles de Lobatchewsky (c'est-à-dire $h = 0$), est que, dans un « tube » de rayon suffisant entourant Γ, $|K| \geqq f(s)$, $f(s)$ étant une fonction positive telle que $\int_{s_0}^{\infty} f(s)\, ds$ soit divergente.

Les résultats obtenus par MM. Hadamard (4) et E. Cartan (5) dans le cas des surfaces à courbures opposées et des espaces à n dimensions à courbure riemanienne négative ou nulle s'étendent ainsi aux espaces abstraits sans modification importante.

THÉORIE DES ENSEMBLES. — *Sur l'additivité du contingent.*
Note de M. **Lelio I. Gama.**

Nous étudierons d'abord l'additivité de l'ensemble limite d'une fonction ponctuelle uniforme définie dans un ensemble de points.

Remarque préliminaire. — Soit $E(x)$ un ensemble borné de points, fonction de la variable réelle x dans un champ X. Supposons : a. que $E(x)$

(4) *Journal de Mathématiques pures et appliquées,* 5e série, 4, 1898, p. 27-73.
(5) E. Cartan, *op. cit.*, p. 36, 192, 197, 198 et 254 à 267.

n'est pas vide quel que soit x; *b.* que $E(x)$ est *monotone* dans X. Nous avons ce théorème : *L'ensemble L des points appartenant à $E(x)$ quel que soit x est toujours non vide et fermé.* En désignant par ξ la borne inférieure (supérieure) de x si $E(x)$ est non décroissant (non croissant) dans X, on peut dire que L est la *limite intérieure de $E(x)$*, quand x tend vers ξ.

Additivité de l'ensemble limite d'une fonction. — Soit $f(P)$ une fonction uniforme du point P dans l'ensemble $P^{\star}$: nous supposerons que l'ensemble des points $f(P)$ est borné. Soient A un point d'accumulation de $P^{\star}$, (α) un voisinage de A et $F(\alpha)$ l'ensemble des déterminations de $f(P)$ dans $P^{\star}[(\alpha)-A]$. Si nous regardons $F(\alpha)$ comme une fonction du rayon α de (α), elle satisfait aux conditions *a* et *b* ci-dessus : $F(\alpha)$ a donc une limite intérieure quand α tend vers zéro. Cette limite sera dite *ensemble limite* de $f(P)$ au point A. Notation : $\lim_{P \succ A} f(P)$. Les éléments de l'ensemble-limite sont les *points-limites* de $f(P)$. Pour que B soit un point-limite, il faut et il suffit que, étant donné un voisinage quelconque (β) de B, il existe, dans tout voisinage de A, une infinité de points $P \neq A$ pour lesquels $f(P)$ appartient à (β).

A tout voisinage ouvert $\mathcal{V}_{\varepsilon}$ de $\lim_{P \succ A} f(P)$ (obtenu par la construction $\mathcal{C}.\mathcal{M}.$ avec rayon ε) on peut attacher une famille de voisinages (α) de A, tels que, pour tout point $P \neq A$ contenu dans un $P^{\star}(\alpha)$, $f(P)$ appartienne à $\mathcal{V}_{\varepsilon}$. La borne supérieure des rayons des (α) définit un voisinage maximum $(\alpha)_{\varepsilon}$ de A, qu'on appellera *la sphère d'inclusion* de $f(P)$ dans $\mathcal{V}_{\varepsilon}$.

Considérons, maintenant, $P^{\star}$ comme la réunion d'un nombre fini ou infini d'ensembles $Q^{\star}$, ayant chacun le point d'accumulation A, et désignons par $f(Q)$ la *partie* de $f(P)$ correspondant au champ partiel $Q^{\star}$. Nous dirons que $f(P)$ a, au point A, *une oscillation uniforme par rapport à l'ensemble des sous-ensembles* $Q^{\star}$, lorsque, quel que soit le voisinage $\mathcal{V}_{\varepsilon}$, fixé, avec le même rayon ε, sur chaque $\lim_{Q \succ A} f(Q)$, les rayons des sphères d'inclusion des $f(Q)$ dans les $\mathcal{V}_{\varepsilon}$ de leurs ensembles-limites, ont une borne inférieure *non nulle*. Celle-ci définira *la sphère d'inclusion uniforme*, S_{ε}. Alors, si P est un point de $P^{\star}S_{\varepsilon}$, $f(P)$ sera certainement dans le voisinage $\mathcal{V}_{\varepsilon}$ de la réunion des ensembles-limites des $f(Q)$. Ce résultat permet de démontrer ce théorème :

Si $P^{\star}$ *est la réunion d'un nombre fini ou infini d'ensembles* $Q^{\star}$, *ayant tous le point d'accumulation* A, *on a* $\lim_{P \succ A} f(P) = \Sigma \lim_{Q \succ A} f(Q)$, *pourvu que les deux conditions suivantes soient vérifiées :* 1° *La réunion des ensembles-limites*

partiels est un ensemble fini ou fermé; 2° *la fonction* $f(\mathrm{P})$ *a, au point* A, *une oscillation uniforme par rapport à l'ensemble des sous-ensembles* $\mathrm{Q}^\star$.

Notons que, pour une décomposition *finie* de $P^\star$, la condition d'uniformité est toujours vérifiée.

Additivité du contingent. — Soient (Δ) la classe des demi-droites Δ issues du point O, δ l'intersection de Δ avec la surface S d'une sphère centrée en O. La correspondance (Δ, δ) définit une homéomorphie H entre la classe (Δ) et l'espace ponctuel formé par S. Dès lors, si l'on emprunte à (Δ) un élément $\Delta(P)$, défini comme fonction du point P dans un ensemble $P^\star$, on pourra, par l'intermédiaire de l'homéomorphie H, étendre à une telle fonction $\Delta(P)$ la définition de l'ensemble-limite, et celle de l'uniformité d'oscillation de $\Delta(P)$ par rapport à une décomposition donnée de $\mathrm{P}^\star$ aux environs d'un point d'accumulation.

Cela posé, soit $\mathcal{E}$ un ensemble de points, A un point de $\mathcal{E}'$. Si l'on considère la demi-sécante AP de $\mathcal{E}$ comme une fonction $\Delta(P)$ définie sur $\mathcal{E}-\{A\}$, on voit immédiatement que l'on a l'identité $\mathrm{ctg}_A\mathcal{E} = \operatorname{Lim}_{P\to A}\Delta(P)$. Donc, l'*additivité de* $\mathrm{ctg}_A\mathcal{E}$ *pour une décomposition finie ou infinie* $\mathcal{E} = \Sigma\mathcal{F}$ (*le point A appartenant à tous les* $\mathcal{F}'$), *aura lieu, pourvu que les deux conditions suivantes soient vérifiées* : 1° $\Sigma\mathrm{ctg}_A\mathcal{F}$ *est un ensemble fini ou fermé;* 2° *la demi-sécante* $\Delta(P)$ *a, autour du point A, une oscillation uniforme par rapport à la totalité des sous-ensembles* $\mathcal{F}$.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Remarque sur le lemme de Schwarz.*

Note (1) de M. A. Bermant, présentée par M. Paul Montel.

1. Soit $w = f(z)$ une fonction régulière dans $|z| < 1$ et telle que $f(0) = 0$. Le lemme de Schwarz, dans sa forme classique, affirme que $z = 0$ est un *point d'attraction*, c'est-à-dire que $|f'(0)| \leq 1$ si pour $|z| < 1$ on a $|f(z)| < 1$.

Il est intéressant de remarquer que cette proposition subsiste même quand on fait des hypothèses moins restrictives sur la surface riemannienne W de la fonction $w = f(z)$.

Appelons *étoile de la surface* W *au point* $[z, f(z)]$ le plus grand domaine univalent contenu dans W et étoilé par rapport au point $[z, f(z)]$. Alors la condition du lemme de Schwarz, qui exige que la projection de W se

(1) Séance du 27 juin 1938.

trouve dans le cercle $|w| \leqq 1$, peut être remplacée par la condition que l'étoile de W au point (o, o) est située dans ce cercle.

Si $w = f(z)$ est régulière dans $|z| < 1$, $f(0) = 0$ et l'étoile de sa surface au point (o, o) est située dans le cercle $|w| < 1$, on a $|f'(0)| \leqq 1$. Le signe d'égalité n'a lieu que dans le cas où $f(z) \equiv \varepsilon z$, $|\varepsilon| = 1$.

Le lemme de Schwarz précisé dans cette forme peut être facilement déduit d'un résultat obtenu par G. M. Golouzine ([2]) et ensuite par l'auteur (*C. R. Ac. Sc. U.R.S.S.*, 18, n° 3, 1938). Il est cependant possible de donner une évaluation de $|f'(0)|$ qui apprécie plus finement les propriétés de la représentation donnée.

Considérons le cercle $|z| = r_0 < 1$. L'étoile correspondant à ce cercle au point (o, o) sera désignée par $D^*_{r_0}$, son contour par $\lambda^*_{r_0}$, le domaine du plan z correspondant à $D^*_{r_0}$ par $\Delta^*_{r_0}$ et son contour par $l^*_{r_0}$. Il suit de l'inégalité établie dans ma Note citée que l'on a

$$\int_{\lambda^*_{r_0}} \ln \frac{\rho}{|f'(0)|}\, d\theta \geqq 2 \cdot 2\pi \ln r_0 - \int_{l^*_{r_0}} \ln r\, d\varphi, \qquad w = \rho e^{i\theta}, \qquad z = r e^{i\varphi}.$$

D'où

$$-2\pi \ln |f'(0)| \geqq \left[\int_{\lambda^*_{r_0}} \ln r_0\, d\theta - \int_{\lambda^*_{r_0}} \ln \rho\, d\theta\right] + \left[\int_{l^*_{r_0}} \ln r_0\, d\varphi - \int_{l^*_{r_0}} \ln r\, d\varphi\right],$$

où bien

$$\text{(A)} \qquad \ln \frac{1}{|f'(0)|} \geqq \frac{1}{2\pi} \int_{\lambda^*_{r_0}} \ln \frac{r_0}{\rho}\, d\theta + \frac{1}{2\pi} \int_{l^*_{r_0}} \ln \frac{r_0}{r}\, d\varphi.$$

Quand $r_0 \to 1$, on aura

$$\ln |f'(0)| \leqq \frac{1}{2\pi} \int_{\lambda^*_1} \ln \rho\, d\theta + \frac{1}{2\pi} \int_{l^*_1} \ln r\, d\varphi.$$

2. Il est facile de déduire de l'inégalité (A) différentes évaluations de $|f'(0)|$ exprimées au moyen de l'aire ordinaire. Indiquons une telle évaluation.

Soit $\bar{l}^*_{r_0}$ le contour de l'étoile au point $z = \infty$ du domaine complémentaire à $\Delta^*_{r_0}$. Désignons par $\bar{\Delta}^*_{r_0}$ le domaine fini borné par $\bar{l}^*_{r_0}$. L'inégalité (A) subsiste à plus forte raison si l'on remplace $l^*_{r_0}$ par $\bar{l}^*_{r_0}$. On a

$$\ln \frac{1}{|f'(0)|^2} \geqq \frac{1}{2\pi} \int_{\lambda^*_{r_0}} \ln \left(\frac{r_0}{\rho}\right)^2 d\theta + \frac{1}{2\pi} \int_{\bar{l}^*_{r_0}} \ln \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 d\varphi$$

([2]) *Rec. Math.*, 2, n° 44, 1937, p. 3.

ou bien

$$\frac{1}{|f'(0)|^2} \geq \exp\left[\frac{1}{2\pi}\int_{\lambda^\star_{r_0}} \ln\left(\frac{r_0}{\rho}\right)^2 d\theta\right] \exp\left[\frac{1}{2\pi}\int_{\bar{l}^\star_{r_0}} \ln\left(\frac{r_0}{r}\right)^2 d\varphi\right],$$

donc

$$\frac{1}{|f'(0)|^2} \geq \frac{\pi r_0^2}{\frac{1}{2}\int_{\lambda^\star_{r_0}} \rho^2\, d\theta} \; \frac{\pi r_0^2}{\frac{1}{2}\int_{\bar{l}^\star_{r_0}} r^2\, d\varphi} = \frac{\pi r_0^2}{S^\star_{r_0}} \frac{\pi r_0^2}{\bar{s}^\star_{r_0}},$$

où $S^\star_{r_0}$ est l'aire de $D^\star_{r_0}$, $\bar{s}^\star_{r_0}$ l'aire de $\bar{\Delta}^\star_{r_0}$.

Donc

(B) $$|f'(0)| \leq \sqrt{\frac{S^\star_{r_0}}{\pi}} \sqrt{\frac{\bar{s}^\star_{r_0}}{\pi}},$$

c'est-à-dire $|f'(0)|$ *ne surpasse pas le produit des* rayons moyens *des domaines* $D^\star_1$ *et* $\bar{\Delta}^\star_1$.

3. On déduit de l'inégalité (B) l'évaluation suivante du module de la dérivée d'une fonction $w = f(z)$ régulière dans le cercle-unité :

$$|f'(z)| \leq \frac{R^\star(z)}{1 - |z|^2},$$

où $R^\star(z)$ est le rayon moyen de l'étoile du point $[z, f(z)]$ de la surface définie par $w = f(z)$. Donc, on n'a pas besoin de s'appuyer sur le théorème de A. Bloch pour établir que la famille des fonctions régulières dans $|z| < 1$ pour lesquelles $R^\star(z) \leq R$, R désignant une constante, est normale.

On sait ([3]) que cette proposition permet d'obtenir une série de résultats concernant les propriétés des fonctions de cette famille. En particulier, il est facile de démontrer que la fonction $w = f(z)$ régulière dans $|z| < 1$ et vérifiant les conditions $f(0) = 0$, $f'(0) = 1$, $R^\star(z) \leq R$ pour $|z| < 1$ couvre, ainsi que les fonctions bornées, le cercle univalent de centre $w = 0$ et de rayon supérieur à une certaine constante ne dépendant que de R.

([3]) P. Montel, *Leçons sur les fonctions univalentes ou multivalentes*, Paris, 1938.

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Sur les déformations subpermanentes.* Note de MM. **Jean Galibourg** et **Pierre Laurent**, présentée par M. Léon Guillet.

Nous avons vérifié que les allongements du plexigum ([1]), pendant plus de 10 heures après l'application de la charge, suivent la loi établie en observant pendant un temps inférieur à 20 minutes.

Nous avons retrouvé les mêmes lois de déformation en fonction du temps sur un autre dérivé de l'acide métacrylique beaucoup plus rigide, le plexiglas. Ceci nous a permis d'utiliser un enregistreur plus sensible, d'opérer sur une plus petite éprouvette, et d'étudier l'influence de la température.

Influence de la charge. — La déformation observée au bout d'un temps donné est proportionnelle à la charge.

Influence de la température. — La température a une très grande influence. Au bout d'un temps déterminé, la déformation, sous une charge donnée, est une fonction de la température d'allure exponentielle.

Étude de la contraction après décharge. — Pendant la contraction, qui suit une durée constante d'application de la charge, la vitesse de contraction, à un instant donné, est proportionnelle à la charge qui a provoqué la déformation.

Dans ces conditions, la vitesse de contraction est d'autant plus grande que la température est plus élevée.

On peut donc, après une extension, réduire la vitesse de contraction en diminuant la température. Un refroidissement rapide supprimera même toute contraction.

En réchauffant, on rend de nouveau la contraction possible.

A l'échauffement d'un corps, ayant subi une première déformation à chaud, il peut donc y avoir contraction, même en l'absence de transformation physico-chimique.

Nos expériences ne contredisent pas les observations de Bouasse ([2]) ni celles de Tapsell ([3]). Toutefois celui-ci suppose que les corps, susceptibles de déformations subpermanentes, comportent une partie subissant des défor-

---

([1]) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 217.

([2]) *Résistance des matériaux*, Paris, 1920.

([3]) *Congrès de l'Association intern. d'Essais des Matériaux*, Londres, 1937.

mations élastiques et une partie n'ayant que des déformations plastiques. Dans ce cas, sous l'action d'un effort de traction, la déformation devrait avoir pour limite la déformation que prendrait la partie élastique, si elle supportait seule tout l'effort.

D'après nos expériences, rien ne permet d'établir l'existence d'une limite à l'allongement subpermanent.

Dans les métaux et alliages, les allongements subpermanents ne peuvent être séparés, pendant l'application de l'effort, des déformations élastique et plastique. C'est seulement après décharge que l'on peut observer la contraction subpermanente seule. Elle est faible et n'a pas été mesuré avec une grande précision.

Étant données, de ce fait, les erreurs relatives considérables, les nombreuses courbes de contraction des métaux que nous avons examinées ne nous ont pas permis de vérifier la proportionnalité de la vitesse de contraction et de la charge antérieurement appliquée, telle que nous l'avons établie pour le plexigum et le plexiglas. Toutefois aucune indication contraire n'a été relevée.

HYDRODYNAMIQUE EXPÉRIMENTALE. — *Nouvelle méthode pour la mesure des débits gazeux*. Note de M. **Roger Duchêne**, présentée par M. Émile Jouguet.

On a cherché depuis longtemps à substituer aux compteurs volumétriques, qui emprisonnent du gaz sur un plan d'eau invariable, des compteurs statiques basés sur une propriété résultant du mouvement du gaz dans une conduite. La loi de Bernouilli, par exemple, permet de mesurer la vitesse du courant gazeux par la variation de pression qui résulte d'une augmentation de vitesse provoquée par un étranglement (tuyère ou diaphragme). La vitesse peut également être évaluée en mesurant la différence entre la pression statique dans la conduite et la pression totale, somme de cette pression statique et de la pression dynamique due à la quantité de mouvement des molécules. Cette mesure se fait au moyen du tube de Pitot, bien connu. Connaissant la vitesse du gaz dans la conduite, on calcule aisément le débit.

L'un et l'autre de ces procédés nécessitent un étalonnage préalable dans les conditions d'emploi, si l'on cherche des déterminations de quelque

précision : ils nécessitent également la connaissance du poids spécifique du gaz et la constance de celui-ci.

On s'est bien efforcé, au cours de ces dernières années, dans divers pays, d'éviter cet étalonnage préalable en codifiant des règles strictes pour l'établissement des appareils, diaphragme ou tuyère, et en fixant des termes correctifs divers, suivant les conditions expérimentales, mais l'approximation avec laquelle on peut ainsi obtenir la vitesse du courant n'est pas très satisfaisante encore. L'imprécision sur la densité diminue encore la précision.

Cette Note a pour objet de présenter une méthode nouvelle, précise et d'application simple, qui donne des débits instantanés et qui peut même permettre des enregistrements. Cette méthode est surtout intéressante pour la mesure des gros débits, pour lesquels l'emploi de compteurs volumétriques ou de diaphragmes conduit à des dépenses très élevées d'installation.

Le principe, appliqué depuis longtemps pour les débits d'eau, consiste à injecter, dans la conduite dont on veut mesurer le débit, une impureté en un point A, puis à détecter le passage de cette impureté en un point B situé à une distance connue, en aval du point A. La nouveauté apportée réside dans l'application de cette méthode aux débits gazeux.

L'impureté injectée en A consiste en une bouffée de gaz d'indice différent de celui du gaz qui circule dans la conduite (du gaz butane, par exemple, dans le gaz d'éclairage). La détection en B se fait au moyen de l'observation d'un système de franges d'interférences obtenu en faisant passer l'un des deux faisceaux interférentiels dans un couloir de 70^{cm} de longueur où circule, à grande vitesse, du gaz prélevé en B, le second faisceau traversant un milieu d'indice constant.

L'interféromètre utilisé est de construction simple, robuste et peu coûteuse, il est du type à *trous d'Young*. Sur la conduite, deux petits orifices doivent être pratiqués, l'un en A, l'autre en B; le trou B porte un tube qui plonge jusqu'à l'axe de la conduite, ces trous doivent être aussi distants que possible l'un de l'autre (150^{m} dans nos essais).

L'observateur se tient en B et commande de ce poste toute l'opération, l'injection en A pouvant se faire à distance par commande électrique. L'observateur déclenche simultanément l'injection et un chronomètre, puis il observe les franges et arrête le chronomètre dès que celles-ci viennent à se déplacer. Le temps ainsi déterminé, la connaissance de la distance AB et de la section de la conduite sont les trois grandeurs

nécessaires et suffisantes pour calculer le débit; les deux dernières sont des constantes.

Cette méthode est donc indépendante du poids spécifique du gaz, elle donne le débit dans les conditions de pression et de température du gaz dans la conduite.

Nous avons procédé à de nombreux essais dans une grande usine à gaz sur la conduite de 1^{m} de diamètre qui relie la Salle des Compteurs aux gazomètres, le point A se trouvant peu après les compteurs. L'accord s'est révélé aussi parfait que possible.

C'est donc le débit moyen que l'on mesure par la méthode proposée.

Étant donné que le gaz qui pénètre dans l'interféromètre est prélevé sensiblement suivant l'axe de la conduite et que la durée du trajet de ce point à l'interféromètre peut être considérée comme négligeable, on serait fondé à penser que l'on mesure la vitesse suivant l'axe de la conduite, c'est-à-dire la vitesse maxima. Il faut en conclure que, *dans les conditions expérimentales indiquées*, le rapport de la vitesse moyenne à la vitesse maxima est très voisin de 1.

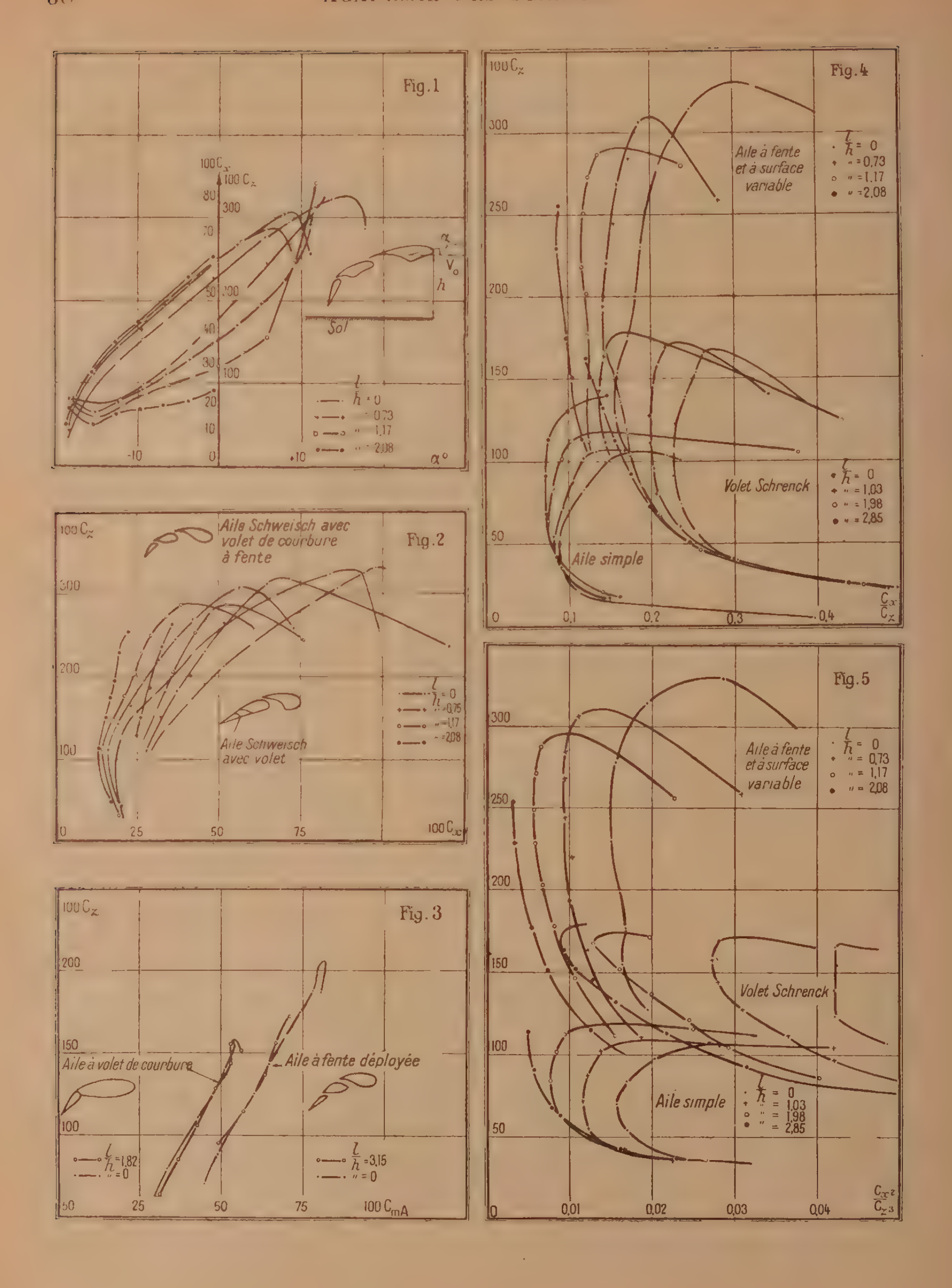
Ce résultat n'est pas conforme à la conception généralement admise pour la répartition des vitesses dans une veine de fluide en déplacement, qui assigne au rapport ci-dessus une valeur notablement inférieure à 1. Nous pensons cependant que ce fait s'explique par les conditions d'extrême turbulence de l'écoulement considéré, caractérisé par un nombre de Reynolds élevé (370 000). L'influence des parois, indéniable, doit se faire sentir seulement sur une couche annulaire d'épaisseur très faible au voisinage des parois. Nous comptons poursuivre cette étude pour élucider ce point.

AÉRODYNAMIQUE. — *Étude en soufflerie des caractéristiques aérodynamiques de quelques dispositifs hypersustentateurs placés au voisinage du sol.* Note (1) de M. **Louis Viaud**, présentée par M. Albert Caquot.

Nous avons donné (2) les résultats d'essais effectués sur quelques ailes munies de dispositifs hypersustentateurs et placées au voisinage du sol. Nous indiquons d'abord ceux obtenus sur une aile à fente à courbure et à

(1) Séance du 27 juin 1938.

(2) *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 1877.


Fig. 1
100 C_x
100 C_z
Sol
α
V_0
h
$\frac{l}{h}$ = 0
" = 0,73
" = 1,17
" = 2,08
$\alpha°$
Fig. 2
Aile Schweisch avec volet de courbure à fente
Aile Schweisch avec volet
100 C_x
Fig. 3
Aile à volet de courbure
Aile à fente déployée
$\frac{l}{h}$ = 1,82
" = 0
$\frac{l}{h}$ = 3,15
" = 0
100 C_{mA}
Fig. 4
Aile à fente et à surface variable
$\frac{l}{h}$ = 0
" = 0,73
" = 1,17
" = 2,08
Volet Schrenck
$\frac{l}{h}$ = 0
" = 1,03
" = 1,98
" = 2,85
Aile simple
$\frac{C_x}{C_z}$
Fig. 5
Aile à fente et à surface variable
$\frac{l}{h}$ = 0
" = 0,73
" = 1,17
" = 2,08
Volet Schrenck
Aile simple
$\frac{l}{h}$ = 0
" = 1,03
" = 1,98
" = 2,85
$\frac{C_x^2}{C_z^3}$

surface variable imaginée par M. Schweisch. Ce dispositif permet de réaliser des portances très élevées (le coefficient de portance rapporté à la corde initiale ayant atteint 330 dans nos expériences et notablement plus dans d'autres essais).

L'aile essayée était rectangulaire (100^{cm} d'envergure, 20^{cm} de corde aile fermée, et 28^{cm} aile déployée), munie successivement d'un volet de courbure à fente puis d'un volet d'intrados. Les figures 1 et 2 donnent les courbes unitaires et les polaires correspondant à ces essais (les coefficients unitaires étant rapportés à la surface réduite) :

Dans la région des Cz supérieurs à 100, on ne constate pas de variation de pente des courbes $Cz = F(\alpha)$, mais on retrouve une diminution très importante des Cz maximum comme dans les dispositifs à fente précédemment étudiés. Le Cz maximum est d'ailleurs obtenu pour des incidences de plus en plus faibles lorsque l'on se rapproche du sol.

L'influence du sol sur les courbes unitaires Cx se manifeste plus nettement. On retrouve la diminution du Cx lorsque l'altitude décroît et de plus le Cx minimum lui-même se trouve diminué par la présence du sol.

Mentionnons ensuite que l'influence de la proximité du sol sur le moment par rapport au bord d'attaque est très faible pour les divers dispositifs étudiés. La figure 3 donne l'évolution des Cm_A en fonction des Cz pour deux de ces dispositifs.

Les résultats que nous venons d'indiquer montrent que l'influence de la proximité du sol sur les ailes sustentatrices et surtout sur les ailes munies de dispositifs hypersustentateurs modifie notablement les caractéristiques aérodynamiques Cx, Cz et plus modérément les Cm_A. Dans les équations de décollage et d'atterrissage, il sera donc nécessaire de tenir compte de ces modifications. Les caractéristiques aérodynamiques de l'aile interviennent alors sous la forme des rapports Cx/Cz (finesse) et Cx^2/Cz^3. Les figures 3 et 4 donnent l'évolution importante de ces rapports en fonction de la proximité du sol pour trois des dispositifs étudiés.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Sur le passage des corpuscules à travers des barrières de potentiel sphériques.* Note [1] de M. **Gabriel Badarau**, présentée par M. Louis de Broglie.

Nous nous proposons de résoudre le problème de la pénétration des corpuscules chargés dans le noyau, dans le cas d'une barrière à symétrie sphé-

(1) Séance du 27 juin 1938.

rique quelconque, dont la fonction potentielle est continue et finie à l'intérieur de la barrière ($r_0 < r < r_2$, r_0 étant le rayon du noyau et $r_2 \gg r_0$), devient une constante $U = U_i$ à l'intérieur du noyau ($0 \leq r < r_0$) et s'annule à l'extérieur de la barrière ($r > r_2$). Rappelons que Fowler et Wilson ([2]) ont étudié le même problème dans le cas de M = const. à l'intérieur même de la barrière.

On trouvera ici le calcul du coefficient de transmission T de la barrière, utile à l'étude des niveaux de résonance. Nous nous bornerons au cas des particules de moment cinétique nul, pour lequel la solution de l'équation de Schrödinger se réduit à une onde sphérique

$$\Psi(r) = \frac{1}{r}\chi(r)\exp\left(\frac{Eit}{\hbar}\right),$$

où $\chi(r)$ satisfait l'équation

$$(1) \qquad \frac{d^2\chi}{dr^2} + \frac{2M}{\hbar^2}[E - U(r)]\chi(r) = 0.$$

En utilisant la méthode d'approximation de Brillouin-Wentzel on peut trouver des solutions approchées de (1) de la forme

$$\chi(r) = y^{-\frac{1}{2}}\exp.\left(-\frac{1}{\hbar}\int^r y\,dr\right) \quad \text{avec} \quad y = \sqrt{2M[E - U(r)]}$$

qui correspondent à l'approximation de l'optique géométrique. L'emploi de cette solution approximative est, par ailleurs, très délicat du fait que Ψ ainsi choisi présente des singularités pour les valeurs de r pour lesquelles $E = U(r)$, tandis que la solution exacte de (1) n'en présente pas.

Ce fait rend difficile l'établissement des conditions de continuité au point r_1 ($E = U$). Aussi nous allons utiliser pour les établir une méthode employée par Gamow ([3]), dans un problème différent, consistant à raccorder en ces points seulement l'exponentielle de $\chi(r)$. Ceci revient à dire, tout au moins en ce qui concerne le raccordement de la fonction $\chi(r)$ elle-même, qu'on prend seulement le premier terme dans la série de Brillouin-Wentzel.

Nous avons ainsi été amené à choisir, dans les diverses régions du

---

([2]) *Proc. Roy. Soc.*, **124**, 1929, p. 493.

([3]) *Structure of Atomic Nuclei*, Oxford, 1937, p. 87 et suiv.

domaine, des solutions de la forme

$$\chi^{(e)}_{r_2<r} = \exp(i\mathrm{K}r) + \mathrm{R}\exp(-i\mathrm{K}r) \qquad \text{avec} \quad \mathrm{K} = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2\,\mathrm{ME}},$$

$$\chi^{(1)}_{r_1<r<r_2} = y_1^{-\frac{1}{2}}\left[a_1\exp\left(+i\frac{1}{\hbar}\int_{r_1}^{r} y_1\,dr\right) + a_2\exp\left(-i\frac{1}{\hbar}\int_{r_1}^{r} y_1\,dr\right)\right],$$

$$\chi^{(2)}_{r_0<r<r_1} = y_2^{-\frac{1}{2}}\left[b_1\exp\left(+\frac{1}{\hbar}\int_{r_0}^{r} y_2\,dr\right) + b_2\exp\left(-\frac{1}{\hbar}\int_{r_0}^{r} y_2\,dr\right)\right],$$

$$\chi^{(i)}_{0\leq r<r_0} = \mathrm{C}[\exp(i\mathrm{K}_3 r) - \exp(-i\mathrm{K}_3 r)]$$

avec

$$y_1 = \sqrt{2\,\mathrm{M}[\mathrm{E} - \mathrm{U}(r)]}, \qquad y_2 = \sqrt{2\,\mathrm{M}[\mathrm{U}(r) - \mathrm{E}]} \qquad \text{et} \qquad \mathrm{K}_3 = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2\,\mathrm{M}(\mathrm{E} - \mathrm{U}_i)},$$

la solution $\chi^{(i)}$ étant choisie de façon que $\Psi(0)$ reste finie à l'origine.

En écrivant maintenant les conditions de continuité pour $\chi(r)$ et pour $d\chi/dr$ aux limites r_0, r_1 et r_2 et en éliminant a_1, a_2, b_1, b_2 et R entre les six relations, on obtient pour T, en faisant $r_2 \to \infty$ et en admettant que $\mathrm{U}(r)$ et $d\mathrm{U}/dr$ tendent en même temps vers zéro (cas du potentiel coulombien), une expression de la forme

$$\mathrm{T} = \mathrm{CC}^{*} = \frac{\mathrm{K}}{\mathrm{A}},$$

où A est donné par l'expression

$$\mathrm{A} = \sin^2\mathrm{K}_3 r_0\left[\left(\hbar\mu^2 + \frac{y_{2,0}}{\hbar}\right)\mathrm{ch}\,2\varphi - 2\mu y_{2,0}^{-\frac{1}{2}}\,\mathrm{sh}\,2\varphi\right]$$
$$+ 2\,\mathrm{K}_3 y_{2,0}^{-\frac{1}{2}}\sin\mathrm{K}_3 r_0\cos\mathrm{K}_3 r_0\left(\hbar\mu\,\mathrm{ch}\,2\varphi - y_{2,0}^{-\frac{1}{2}}\,\mathrm{sh}\,2\varphi\right) + \mathrm{K}_3^2\left(\frac{\hbar}{y_{2,0}}\right)\cos^2\mathrm{K}_3 r_0\,\mathrm{ch}\,2\varphi,$$

avec les notations suivantes

$$\mu = \left(\frac{\mathrm{M}}{2}\right) y_{2,0}^{-\frac{3}{2}}\left(\frac{d\mathrm{U}}{dr}\right)_{r=r_0} \qquad \text{avec} \qquad y_{2,0} = y_2(r_0),$$

$$\varphi = \frac{2\,\mathrm{M}}{\hbar}\int_{r_0}^{r_1}[\mathrm{U}(r) - \mathrm{E}]^{\frac{1}{2}}\,dr \qquad \text{avec} \qquad r_1 = r(\mathrm{U} = \mathrm{E}).$$

Dans le cas spécial d'un potentiel coulombien, φ est donné par

$$\varphi = \frac{4\,\mathrm{MZ}\,e^2}{\hbar\,\mathrm{E}^{\frac{1}{2}}}(u_0 - \sin u_0\cos u_0).$$

Remarquons enfin, que dans le cas de la pénétration de particules-α dans le noyau, on ne peut pas renoncer dans $\chi^{(2)}$ au terme en $\exp(-\varphi)$, comme on le fait en général dans la théorie de la radioactivité, pour le cas de l'expulsion de particules-α, dont l'énergie ne dépasse pas alors $4 \cdot 10^6\,e\mathrm{V}$

et où donc le rapport $\exp(-\varphi)/\exp(\varphi)$ est au plus égal à environ 0,23. En ce qui concerne la pénétration, la région la plus intéressante est au contraire celle des énergies plus grandes que $4.10^6 eV$ (les niveaux de résonance donnés par l'expérience commencent à $4.10^6 eV$ et continuent jusqu'au delà de $6.10^6 eV$). Or la valeur de $\exp(-\varphi)/\exp(\varphi)$ est déjà 0,23 pour $E = 4.10^6 eV$ et devient égale à 0,95 pour $E = 6,6.10^6 eV$. Les chiffres que nous avons donnés se rapportent au cas de l'aluminium, pour lequel on a pris comme hauteur de la barrière $6,8.10^6 eV$.

MÉCANIQUE ATOMIQUE. — *Détermination mécanique de la constitution du noyau de tous les atomes.* Note [1] M. **Alex Véronnet**, présentée par M. Henri Villat.

Le noyau de tous les atomes et de tous leurs isotopes stables peut se construire sur *le même modèle dynamique*, de niveaux énergétiques et d'orbites stables, que *l'enveloppe extérieure d'électrons de ces atomes*, et cela au moyen de *deux constituants seulement*, qui sont les noyaux des deux premiers isotopes de l'hydrogène, c'est-à-dire H_2^+ et H_3^+.

1° *Marche à suivre dans la démonstration.* — Dans son modèle d'atome de l'hydrogène, Bohr avait construit tout un réseau d'orbites pour l'électron unique de cet atome. Ce réseau a été ensuite étendu, par la mécanique quantique et ondulatoire, à l'enveloppe d'électrons de tous les autres atomes en montrant de plus comment ces orbites et ces niveaux étaient successivement saturés par les électrons, au fur et à mesure de l'accroissement du nombre atomique z.

Or le noyau de tout atome de nombre z possède également z charges positives. Ces charges étant des charges unitaires, comme le proton, ne peuvent pas être autre chose que les noyaux des isotopes de l'hydrogène. Pour résoudre le problème on procédera comme il a été fait pour l'enveloppe d'électrons. On construira donc d'abord mécaniquement les noyaux des différents isotopes de H, puis on étendra cette construction aux autres noyaux.

Tout noyau de nombre z devra pouvoir s'obtenir en ajoutant un ou deux noyaux de H au noyau précédent de nombre $z-1$ ou $z-2$. Ce sera la vérification expérimentale.

---

(1) Séance du 27 juin 1938.

2° *Construction mécanique des noyaux des isotopes de* H. — Comme les noyaux des isotopes de H ont une seule charge positive, ils sont constitués nécessairement par un proton P (pour H_1) plus 1, 2, 3, ... neutrons pour les suivants. En écrivant : électron E, proton P, neutron N, deuton D, on a les formules

$$H_1^+ = P, \quad H_2^+ = PEP = D, \quad H_3^+ = PEP.EP = DEP = D.N, \quad H_4^+ = D.2N, \quad \ldots.$$

Dans le deuton, le seul connu à l'état isolé, nous avons deux protons P *tournant autour d'un électron* E, absolument comme les deux électrons externes de He tournant autour de son noyau. La loi des quanta leur impose alors un rayon de l'orbite 930 fois plus petit. Les rayons des noyaux seront donc beaucoup plus petits que ceux des atomes. Les protons sont ainsi plongés assez avant dans le champ magnétique des électrons, où ils perdent une partie de leur propre champ, c'est-à-dire de leur masse.

Dans l'isotope suivant $H_3^+ = DEP = D.N$, nous avons un système dynamique analogue à $H_2^+ = PEP$, mais où un P est remplacé par un D. On peut dire encore que nous avons un neutron N sur une orbite L, à 2 quanta, qui tourne autour d'un deuton central D, dont les deux protons tournent sur l'orbite K, à 1 quantum. Ce système, composé de trois protons, nous l'appellerons un triton T.

3° *Construction des autres noyaux atomiques sur le même modèle.* — La fusion de deux deutons donne le noyau de He, où les quatre protons forment probablement un carré tournant autour de l'axe central des deux électrons. Le calcul de l'équilibre dynamique du système montre que le rayon de l'orbite des protons est égal à 2,31 fois la distance des électrons, et à 1,92 fois le rayon de l'orbite du deuton calculé ci-dessus.

Ce noyau de He, avec ses deux charges positives, où les protons à un quantum occupent l'orbite K, formera ensuite, dans les autres noyaux, un centre d'attraction absolument analogue au deuton central des isotopes de H. Les orbites suivantes seront occupées alors par les constituants D ou T. L'électron du deuton D, ou celui du deuton central du triton T jouera là le même rôle de liaison que l'électron des neutrons dans les isotopes de H, avec cette seule différence que le proton de N est remplacé par deux charges positives.

Les deux lithium, de poids atomique 6 et 7, s'obtiennent en ajoutant, au noyau de He, deux ou trois masses atomiques, c'est-à-dire un deuton ou un triton. Pour les deux béryllium de poids atomique 8 et 9, il faut ajouter à

He deux deutons, ou bien un triton et un deuton, 2D ou TD, sur l'orbite L_1, qui sera saturée. Les trois autres orbites du niveau L se satureront de même de D et de T pour donner B, C; Az, O; F, Ne. Le niveau L, ainsi saturé, possédera alors 10 charges positives et formera de même un nouveau centre d'attraction pour les électrons des constituants du niveau M, et ainsi de suite.

La constitution des atomes de la première série, avec les isotopes, en deutons et tritons, à partir du noyau de He, est donnée ci-dessous :

Li6, Li7;	Be8, Be9;	B10, B11;	C12, C13;	N14, N15;	O16, 17, 18;	Fe19;	Ne20, Ne22.
He.D;	He.2D;	He.2D.D;	He2D.2D;	2D.2DD;	2D.2D.2D;	2D.2D.2D.T;	2D.2D.2D.2D.
He.T;	He.TD;	He.TD.D;	He.TD.2D;	TD.2D.D;	TD.2D.2D;	TD.2D.2D.D;	TD.2D.2D.DT.
					TD.2D.DT;		

On peut ainsi, sans aucune exception, former tous les atomes, en dérivant les deux isotopes principaux de ceux de l'atome précédent en lui ajoutant P, D ou T (avec $T + P = 2D$), ou bien en les dérivant de l'atome de même parité $z - 2$, en lui ajoutant 2D ou 2T.

4° *Réduction des constituants à deux seulement.* — En désignant par n le nombre des deutons et par n' celui des tritons, on a les formules

$$n = 3z - A, \qquad n' = A - 2z, \qquad zA = (3z - A)D + (A - 2z)T,$$

où zA désigne un atome quelconque de nombre z et de masse A.

Comme tous les noyaux sont formés par deux éléments fondamentaux, le proton et l'électron, dont les combinaisons forment successivement le neutron PE, le deuton PEP ou PN, le triton DN, l'hélion He ou 2D, les hypothèses sur la constitution du noyau se ramènent à admettre que ces éléments forment les seuls *constituants réels et distincts* de tous les noyaux. On obtient alors les formules de constitution suivantes, par rapport à P et E, P et N, D et N,

$$zA = AP + (A - z)E = zP + (A - z)N = zD + (A - 2z)N.$$

Mais la théorie de la constitution en deutons et tritons renferme toutes les autres, car D est égal à $P + N$ et T à $D + N$.

THÉORIE CINÉTIQUE. — *Interprétation statistique des réactions entre solides à haute température*. Note [1] de M. **Thadée Peczalski**, présentée par M. Paul Langevin.

Pour interpréter statistiquement les phénomènes que j'ai découverts [2], à savoir des réactions chimiques entre les métaux et les sels, nous basons les raisonnements sur le fait que ces réactions sont d'autant plus rapides que la pression du gaz est plus grande. J'admets que le facteur principal de ces réactions est la dissociation des molécules des sels à l'état gazeux. Chacun des sels employés se sublime. Sa vapeur, dont la pression peut être très petite, est toujours partiellement dissociée. Les produits des dissociations des molécules sublimées des sels réagissent avec les solides entourés par cette vapeur et donnent de nouveaux composés chimiques, par la combinaison des atomes du solide avec les atomes métalloïdes du sel dissocié. Ce nouveau sel se sublime à son tour et ainsi il se forme une atmosphère composée du mélange de ces deux vapeurs.

Soit ε_1, l'énergie de dissociation de la molécule du premier sel (1). Sur le nombre N des molécules de ce sel à l'état gazeux, le nombre N_1 des molécules d'énergie $E \geqq \varepsilon_1$ est

(1) $$N_1 = N e^{-\frac{\varepsilon_1}{KT}}.$$

L'énergie cinétique de chacune des N_1 molécules peut être transformée dans la collision avec d'autres molécules en énergie de dissociation de la molécule. Nous pouvons écrire que le nombre N'_1 des molécules dissociées à la température donnée est proportionnel à N_1, nombre des molécules possédant l'énergie E, donc

(2) $$N'_1 = A_1 N e^{-\frac{\varepsilon_1}{KT}},$$

où A_1 est un facteur de proportionnalité dont la valeur dépend de la grandeur et de la forme de la molécule.

Le nombre N_2 de molécules (2), formées 1° des atomes métalloïdes dissociés du sel (1) et 2° des atomes métalliques du métal chauffé dans le sel, dépend du nombre des atomes N'_1. Nous écrivons

(3) $$N_2 = \tau N'_1.$$

---

(1) Séance du 27 juin 1938.

(2) *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 1728.

L'équilibre entre les molécules dissociées et toutes les molécules de la vapeur (1) doit être toujours maintenu (le nombre des atomes dissociés du sel est fonction de la température seule), mais une certaine proportion des atomes dissociés (les atomes métalloïdes) réagit avec les solides et forme le nouveau sel (2), ou bien ces atomes se déposent et diffusent dans les solides (atomes métalliques) et leur nombre décroît avec le temps. Pour maintenir l'équilibre, d'autres molécules du sel (1) sont dissociées. Comme ce processus continue avec le temps, le facteur τ de la dernière formule est une fonction du temps t : $\tau = f(t)$ et $\partial\tau/\partial t > 0$ pour de grandes quantités de métal chauffé dans le sel.

Le sel formé (2) est dissocié à son tour. Comme dans le cas précédent, le nombre de molécules dissociées, suivant la loi de Dalton, est

$$N'_2 = A_2 N_2 e^{-\frac{\varepsilon_2}{KT}}, \tag{4}$$

où ε_2 est l'énergie de dissociation des molécules nouvellement formées (2), et, avec la valeur (3) de N_2, on a

$$N'_2 = A_1 A_2 \tau N e^{-\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{KT}}. \tag{5}$$

La proportion de molécules-grammes des gaz métalliques produits par la dissociation de leurs sels est

$$\frac{N'_1}{N'_2} = \frac{1}{A_2} \frac{1}{\tau} e^{+\frac{\varepsilon}{KT}}. \tag{6}$$

Cette dernière équation montre qu'au début du chauffage ce sont les atomes métalliques du sel (1) qui vont se déposer dans le tube chauffé, et ensuite, avec l'accroissement du temps de chauffage, vont se déposer les vapeurs du métal chauffé ($\partial\tau/\partial t > 0$).

Considérons la réaction entre NaCl et Cu; par application de la formule (6), nous pouvons calculer le rapport des molécules-grammes de Na et Cu, produits par la dissociation de NaCl et de CuCl formé dans cette réaction. Ce rapport, à la température T de 1000° C, est de l'ordre de 10^{14}, et par conséquent, dans ce cas, les vapeurs du métal alcalin sont presque exclusivement présentes dans le gaz.

CAPILLARITÉ. — *Différentes structures de la buée déposée par le souffle sur certains corps gras.* Note (¹) de M. **Roger Mérigoux**, présentée par M. M. de Broglie.

I. Examinée au microscope, la buée que le souffle dépose sur la surface libre d'une goutte d'*huile de paraffine*, rigoureusement exempte de molécules actives, se compose de gouttelettes d'eau pouvant atteindre plusieurs centièmes de millimètre de diamètre; leur écartement est du même ordre de grandeur. Ces gouttelettes, malgré leur proximité, ne se précipitent pas les unes sur les autres comme le font à plus grande échelle deux gouttes d'un même liquide flottant à la surface d'un autre liquide; cela s'explique par le faible poids de ces gouttelettes, qui ne provoque aucune courbure dans la surface restée libre de l'huile de paraffine.

La figure 1 ($\times 64$) représente dans ce cas la structure de la buée : les

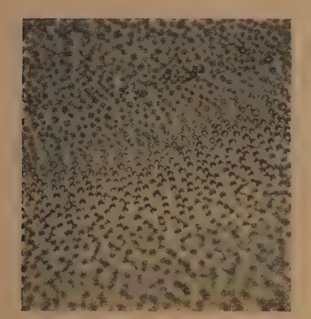


Fig. 1.

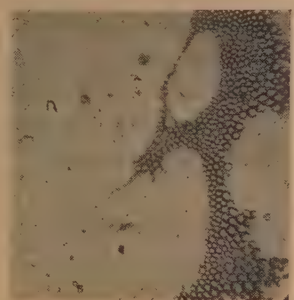


Fig. 2.

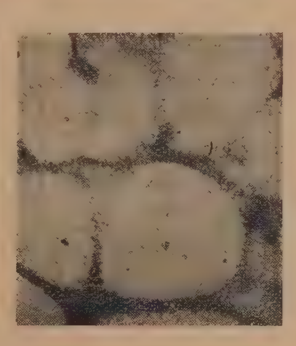


Fig. 3.

gouttelettes y restent toujours immobiles et diminuent de volume jusqu'à disparition complète par suite de leur évaporation.

II. La buée déposée par le souffle sur l'*acide oléique*, corps composé de molécules polaires possédant un groupement hydrophile $COOH$, présente un aspect entièrement différent. D'abord composée d'une couche d'eau vraisemblablement uniforme, elle est rapidement le siège d'un fourmillement de gouttelettes très fines et juxtaposées qui crèvent les unes dans les autres en formant des plaques de gouttelettes plus grosses et représentées à la figure 2 ($\times 64$).

(¹) Séance du 27 juin 1938.

Chacune de ces plaques se réduit finalement à une seule gouttelette qui produit autour d'elle un mouvement régulier de l'acide gras : mouvement centripète à la surface et centrifuge dans les couches sous-jacentes ; la gouttelette étant le centre du mouvement. Elle disparaît en général brusquement par une sorte d'explosion à deux dimensions.

III. L'aspect de la buée peut déceler la présence d'une faible proportion de molécules actives mélangées à de l'huile de paraffine. Dans ce cas la buée est d'abord semblable à celle qui se forme à la surface d'huile rigoureusement neutre : ce n'est qu'après une dizaine de secondes que les gouttelettes ainsi formées amorcent un mouvement de rassemblement, mouvement s'accélérant de plus en plus et dont un aspect a été fixé à la figure 3 ($\times 64$). Cette figure a trait à une huile de paraffine contenant 1/18000e d'acide oléique. Des proportions encore plus faibles de molécules actives peuvent ainsi être décelées, ce qui montre que cette méthode, toute qualitative, est d'une grande sensibilité.

IV. On peut dire qu'à chaque liquide ou mélange de liquides non miscibles avec l'eau correspond une *figure de souffle* bien déterminée ; mais cette figure peut être modifiée par la fluidité et la volatilité du liquide ; c'est ainsi que sur la benzine on voit les gouttelettes d'eau entraînées rapidement dans des tourbillons cellulaires microscopiques analogues à ceux que H. Bénard [2] a décrits pour d'autres phénomènes à plus grande échelle.

Le mécanisme de ces phénomènes sera analysé dans un prochain mémoire.

PHYSIQUE APPLIQUÉE. — *Calcul de la constante des gaz parfaits pour la vapeur d'eau, à l'aide des résultats expérimentaux adoptés par la Conférence Internationale des Tables de la Vapeur d'Eau.* Note de M. **Philippe Tongas**, présentée par M. Ch. Fabry.

Nous avons déjà [1] utilisé les tables réduites, publiées après la troisième réunion de la *Conférence Internationale des Tables de la Vapeur d'Eau*, pour établir des expressions empiriques précises, quoique relativement simples, du volume spécifique et de la chaleur totale de la vapeur surchauffée.

---

(2) *Thèse*, Paris, 1901.

(1) *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 1134 ; 204, 1937, p. 1408.

La présente Note a pour objet le calcul de la valeur numérique que les résultats expérimentaux adoptés par la Conférence Internationale conduisent à attribuer à la constante des gaz parfaits pour la vapeur d'eau.

La méthode suivie, indépendante de toute hypothèse sur la forme de l'équation d'état, s'inspire du même principe que la méthode des densités limites de Daniel Berthelot. Si l'on considère le produit pv relatif à un gaz comme une fonction de la pression p, elle consiste à déterminer par extrapolation la valeur limite $(pv)_0$ prise par ce produit quand la pression p s'annule; puis, en considérant que le gaz est alors à l'état parfait, à chercher le rapport de la quantité $(pv)_0$ à la température absolue T correspondante.

Dans le mode de représentation adopté, les isothermes de la vapeur surchauffée sont, entre les limites considérées, des courbes d'allure décroissante, à très faible courbure et dont la direction se rapproche de l'horizontale lorsque la température augmente, comme il ressort de leur tracé par points effectué à l'aide de la table réduite reproduite dans notre première Note.

La forme très aplatie de ces isothermes nous a paru légitimer l'emploi de la méthode précitée, surtout si l'on considère que l'extrapolation permettant de déterminer leurs points d'intersection avec l'axe des ordonnées pv, est de très faible étendue par rapport à la portion connue des courbes. Les quantités $(pv)_0$, ainsi déterminées pour chaque température T, sont connues avec la même précision que les autres produits pv obtenus à partir des données de la table.

On peut alors dresser le tableau suivant dans lequel les unités employées sont :

Le degré centigrade pour les températures t et T;
Le kilogramme par mètre carré pour la pression absolue p;
Le mètre cube par kilogramme pour le volume spécifique v.

t.	T.	$(pv)_0$.	R.	t.	T.	$(pv)_0$.	R.
200...	473,16	22 270	47,067	400...	673,16	31 680	47,062
250...	523,16	24 620	47,060	450...	723,16	34 030	47,057
300...	573,16	26 970	47,055	500...	773,16	36 390	47,067
350...	623,16	29 330	47,067	550...	823,16	38 740	47,063

Ce tableau montre que le rapport R des quantités $(pv)_0$ aux températures absolues T correspondantes est très sensiblement constant et que les variations de T ne lui imposent pas un sens de variation déterminé. Ses valeurs extrêmes sont 47,055 et 47,067, correspondant à une variation

absolue de 0,012 et à une variation relative d'environ 0,025 pour 100. La moyenne arithmétique des valeurs obtenues pour R est 47,062.

Telle est donc la valeur que l'application de la méthode considérée à des résultats expérimentaux qui ont reçu la consécration internationale, conduit à attribuer pour l'eau à la constante des gaz parfaits.

Rappelons qu'à chacune des valeurs du volume spécifique v qui ont servi à cette détermination, la *Conférence* a joint l'approximation avec laquelle elle l'estime connue; cette approximation est d'environ un millième pour les faibles pressions. Nous supposons qu'elle tient compte des approximations avec lesquelles ont été elles-mêmes déterminées les quantités p et T et qui ne sont pas précisées dans la table réduite. Quoi qu'il en soit, l'utilisation d'une faible partie de la tolérance sur le volume spécifique v suffirait à maintenir rigoureusement constante la valeur du rapport R.

ÉLECTRICITÉ. — *Galvanomètre à réponse logarithmique.* Note [1] de M. **Yves Le Grand**, présentée par M. Charles Fabry.

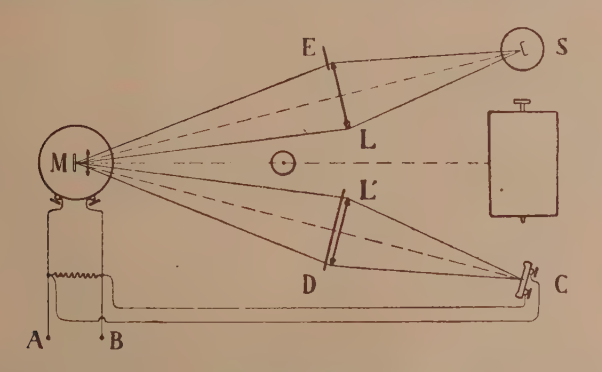
L'enregistrement photographique du spot d'un galvanomètre est fréquemment utilisé pour l'étude des phénomènes variables. Les ordonnées de la courbe obtenue sont à peu près proportionnelles aux intensités du courant que l'on veut enregistrer; c'est parfois incommode : une fonction linéaire du logarithme de l'intensité conviendrait mieux. On peut réaliser un tel enregistreur à réponse logarithmique par des combinaisons de lampes électroniques, comme divers auteurs l'ont proposé; on peut aussi, plus simplement, superposer au courant étudié un courant plus faible, de sens contraire, dont l'intensité soit une fonction croissante de la déviation du galvanomètre; pour produire ce courant supplémentaire, on éclaire une cellule photoélectrique à couche d'arrêt par un faisceau lumineux qui se réfléchit sur le miroir du galvanomètre, puis traverse un diaphragme convenablement découpé.

Dans le dispositif réalisé, la source lumineuse S est une lampe à ruban de tungstène fonctionnant sous un régime bien constant; l'image du filament est projetée sur le miroir M du galvanomètre par la lentille L, puis sur la cellule C par la lentille L'; les plans L et L' sont conjugués par rap-

---

(1) Séance du 27 juin 1938.

port au système optique constitué par le miroir M et la lentille fixe placée devant ce miroir. Contre L est fixé un écran E à bord rectiligne, et contre L′ un diaphragme D dont l'ouverture varie exponentiellement d'un bord à



l'autre (plus exactement, comme une exponentielle diminuée d'une constante). Lorsque le miroir M tourne, ce diaphragme se remplit progressivement de lumière; il est entièrement éclairé pour la déviation maximum que peut enregistrer le tambour.

Le courant étudié arrive par les bornes A et B. La résistance du circuit extérieur ainsi que celle de la cellule C sont grandes par rapport au shunt du galvanomètre. Dans ces conditions les courants superposent simplement leurs effets, qui sont de sens contraires. Quand le courant étudié est très petit, la déviation reste linéaire; puis l'image de L commence à envahir le diaphragme, et la loi devient logarithmique.

Toute autre loi de déviation peut s'obtenir par un choix convenable du diaphragme. En particulier, ce dispositif pourrait s'utiliser dans les microphotomètres enregistreurs ([2]) pour tracer directement des courbes d'intensité; on calculerait le diaphragme au moyen de la courbe de noircissement des plaques.

([2]) Un dispositif analogue, mais plus compliqué, a été décrit récemment par M. Minnaert et J. Houtgast (*Zeitschrift für Astrophysik*, 15, 1938, p. 354).

OSCILLATIONS ÉLECTRIQUES. — *Sur l'absorption d'énergie des courants de haute fréquence dans les tubes de Geissler.* Note [1] de M. **Vasile P. Mihu**, présentée par M. Aimé Cotton.

M. Th. V. Ionesco et Mme Irène Mihul ont fait l'observation suivante [2] : un tube de Geissler dans lequel passe une décharge continue se trouve dans l'axe d'une spire qui fait partie d'un résonateur. Ce dernier est accordé avec un oscillateur à haute fréquence. La spire du résonateur est coupée par une soudure thermoélectrique. L'intensité du courant dans le résonateur varie en fonction de l'intensité du courant qui passe dans le tube de Geissler. Elle présente des maxima et des minima très accusés si la colonne négative de la décharge se trouve dans la spire du résonateur.

Je me suis proposé de reprendre cette étude et j'ai étudié systématiquement l'absorption d'énergie, le gaz du tube étant l'air, en fonction de variables suivantes :

a. La pression dans le tube (j'ai fait l'étude pour les pressions suivantes : 0,10, 0,12, 0,17, 0,3, 0,57 mm/Hg).

b. La position du résonateur par rapport aux électrodes (j'ai étudié la colonne négative aussi bien que la colonne positive).

Les distances du milieu de la bobine du résonateur aux électrodes ont été de 4,15 et 27^{cm}.

c. La période du courant de haute fréquence qui passe dans le résonateur. (J'ai employé des fréquences qui correspondent aux longueurs d'onde suivantes 255^{cm}, 389^{cm}, 542^{cm}, 790^{cm}, 1078^{cm} et 2250^{cm}.)

La méthode de travail a été celle employée dans le travail mentionné ci-dessus avec quelques modifications de détail.

Le tube de Geissler avait 83^{cm} de longueur et $3^{cm},9$ de diamètre. Le diamètre des électrodes était de $3^{cm},4$. Le vide dans le tube était fait par une pompe à vapeur de mercure et la canalisation du vide était desséchée par P_2O_5. L'alimentation de ce tube était faite au moyen d'un redresseur. La tension donnée par le redresseur était de 1500 volts. L'intensité du courant qui passait dans le tube de Geissler pouvait être réglée par le chauffage des kénotrons.

---

(1) Séance du 27 juin 1938.

(2) *Comptes rendus*, 195, 1932, p. 1008.

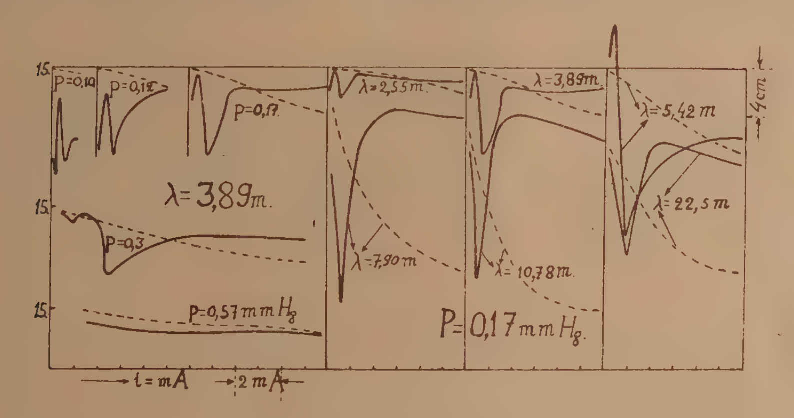
Le résonateur comprenait les organes suivants :

1° Un condensateur formé de deux lames parallèles ($13^{cm},4 \times 1^{cm},34$); la distance entre les plaques était de $1^{cm},67$. Entre celles-ci glissait une lame de verre qui permettait l'accord précis du résonateur avec l'oscillateur;

2° Des bobines de self qui avaient toutes 7^{cm} de diamètre et un nombre de spires qui variait avec la fréquence employée (1, 2, 3, 5, 7 et 17).

Le résonateur et l'oscillateur étaient couplés électrostatiquement.

Nous donnons ci-dessous une partie des courbes qui représentent les résultats de nos mesures. Les variations du galvanomètre sont en ordonnées. Le point 15 correspond à la déviation du galvanomètre, quand il n'y a pas de décharge dans le tube et la déviation maxima a été toujours à peu



près de 15^{cm}. Le courant qui passe dans le galvanomètre est fonction de l'intensité du courant dans le résonateur.

En abscisses sont portées les intensités du courant qui passe dans le tube. Les courbes en traits pleins donnent la variation d'énergie du résonateur pour la colonne négative, tandis que les courbes en pointillé montrent la même variation pour la colonne positive.

Les cinq premières courbes se rapportent à la même longueur d'onde (λ 389^{cm}), et aux pressions marquées sur les courbes.

Le résonateur était à 15^{cm} de distance par rapport aux électrodes.

Les six autres courbes donnent pour la même distance et pour une pression égale à 0,17 mm Hg les absorptions pour des longueurs d'onde marquées sur les courbes.

Toutes les mesures faites montrent de puissantes absorptions d'énergie

dans la colonne négative indiquées par les minima des courbes. *La position de ces minima dépend, pour la même pression, de celle du résonateur. Elles se rapprochent de l'origine des coordonnées lorsque le résonateur se rapproche de la cathode.*

Pour une même pression dans le tube et pour une même position du résonateur les positions des minima varient très peu en fonction de la longueur d'onde.

Il se peut que cette petite variation soit due à l'incertitude de la lecture des pressions; en effet *les positions des minima s'éloignent très vite quand la pression augmente.*

Dans la colonne positive l'absorption augmente en même temps que l'intensité du courant et la longueur d'onde employée. Elle varie peu avec la position du résonateur. Elle diminue quand la pression croît. Rarement on observe dans la colonne positive de très faibles absorptions analogues à celles constatées dans la colonne négative.

L'absorption dans la colonne positive indique surtout la présence des électrons libres, tandis que dans la colonne négative il faut admettre la présence en très grand nombre d'ions négatifs qui possèdent des périodes propres de vibration.

OSCILLATIONS ÉLECTRIQUES. — *Nouvelles observations sur les oscillateurs à gaz ionisé dans le champ magnétique.* Note (1) de M. **Théodore V. Ionescu**, présentée par M. Aimé Cotton.

J'ai montré (2) que si un anneau métallique se trouve dans un tube de verre entre une plaque et une grille, ou entre deux plaques en aluminium, de puissantes oscillations peuvent être produites si le tube est placé dans un champ magnétique parallèle à l'axe qui passe par le centre des trois électrodes. Le potentiel de l'anneau doit être positif par rapport aux plaques et plus grand que 1000 volts. La pression varie entre 10^{-4} et 5.10^{-2} mm Hg.

Les observations que je vais résumer ci-après se rapportent soit aux montages qui permettent d'obtenir les oscillations, soit aux phénomènes rencontrés pendant le fonctionnement de cet oscillateur.

---

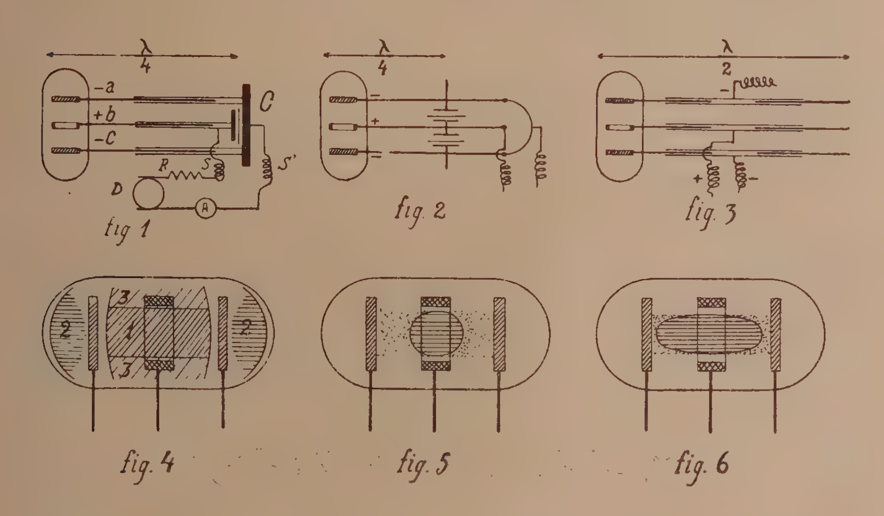
(1) Séance du 27 juin 1938.

(2) *Comptes rendus*, **202**, 1936, p. 1842, et **204**, 1937, p. 1411.

Les figures 1, 2 et 3 montrent trois montages différents.

Dans le premier, les tiges en cuivre a, b, c coulissent dans les tubes a', b', c'; C est un condensateur formé par deux rondelles de laiton séparées par une épaisse feuille de mica; s_1, s_2 sont des bobines de choc, R une résistance de $2.10^4\,\Omega$ et D une dynamo.

Avec ce montage pour des pressions plus grandes que 8.10^{-2} mm Hg on obtient des fréquences qui correspondent à la longueur d'onde donnée par



la formule suivante, où d représente la distance entre les plaques :

$$\lambda_c = \frac{c \times 2d}{\sqrt{2\frac{Ve}{m}}} \simeq \frac{1000\,d}{\sqrt{V}}.$$

Le champ magnétique doit avoir une valeur bien définie. S'il augmente, les oscillations disparaissent pour apparaître de nouveau plus faibles.

Dans le tableau ci-dessous, se rapportant à un tube rempli d'hydrogène sous la pression de $2{,}5.10^{-2}$ mm Hg, sont donnés : le potentiel de l'anneau V, les intensités i_1, i_2 en ampères du courant continu qui passe dans le tube, les valeurs du champ H_1, H_2. λ_e est la longueur d'onde en centimètres observée et λ_c la longueur d'onde calculée :

V.	i_1.	H_1.	i_2.	H_2.	λ_e.	λ_c.
1600...........	0,03	72	0,06	90	144	133
2400...........	0,08	78	0,12	114	116	109

J'ai calculé (³) que, dans un gaz ionisé, on peut avoir, pour un champ H, deux fréquences de vibration $\omega_1/2\pi$ et $\omega_2/2\pi$.

Dans le cas présent la fréquence reste constante; elle est imposée par la durée de passage des électrons entre les plaques et H prend deux valeurs distinctes H_1 et H_2. Pour une fréquence donnée il y a donc deux paires de valeurs (H, ω_0) pour lesquelles l'oscillateur fonctionne dans les meilleures conditions.

Pour des pressions comprises entre 8.10^{-3} et 5.10^{-2} mm Hg, l'aspect du tube est celui représenté par la figure 4. Entre les plaques et à l'intérieur de l'anneau il y a un cylindre de gaz ionisé (1) très lumineux, dont les bouts sont bien nets. Si la position de C est telle que les oscillations soient puissantes, apparaissent alors les régions lumineuses (2).

Pour de très fortes intensités d'oscillation apparaît un autre cylindre (3) extérieur à l'anneau, coloré comme (2), de même longueur que le premier.

J'ai observé ces changements pour des valeurs de d comprises entre 3 et 10cm et de V entre 1000 et 2400 volts. La formule $\lambda_c = 1000 d/\sqrt{V}$ a été assez bien vérifiée. Pour la deuxième valeur de H le cylindre intérieur touche presque les plaques et son éclat augmente. Pour des pressions de l'ordre de 10^{-3} mm Hg on peut, avec le premier montage, obtenir des vibrations de très courte longueur d'onde. Avec un tube où $d = 5^{cm}$, $p = 2.10^{-4}$ mm Hg, $V = 2200$ et H 180, λ_e a été 12cm.

Pour ces pressions l'aspect du tube est donné par les figures 5 et 6.

Sur la figure 5 on voit la petite sphère lumineuse (1) baignée dans une région faiblement lumineuse comprise entre les plaques.

Si le condensateur passe par les positions de résonance (λ_e 12cm), la sphère devient un ellipsoïde (*fig.* 6) et le courant augmente brusquement.

Avec le deuxième montage (*fig.* 2), formé par un pont triple et par deux condensateurs c_1 et c_2 mobiles, on obtient des fréquences trois fois plus grandes que celles données par $\lambda_c = 1000 d/\sqrt{V}$. La pression était comprise entre 10^{-2} et 5.10^{-2} mm Hg. L'aspect du tube a été celui décrit précédemment pour les mêmes pressions. J'ai obtenu avec ce montage λ_e 26cm.

Le montage (*fig.* 3) donne les fréquences qui correspondent à à $\lambda_c = 1000 d/\sqrt{V}$.

Dans toutes ces expériences le diamètre des plaques et celui de l'anneau ont été de 2,5 et 3cm; le diamètre du tube en verre a été de 4 à 5cm; la

(³) *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 57.

largeur de l'anneau 1^{cm}. Pour les oscillations fortes l'anneau (en nickel) était porté au rouge. Le nickel déposé sur les plaques en aluminium gène le fonctionnement du tube, mais ce dernier reprend ses propriétés après un lavage à l'acide azotique.

L'explication doit être rattachée à ce fait que l'oxyde d'aluminium émet plus d'électrons secondaires que le nickel pur déposé sur les plaques. Ces électrons jouent donc un grand rôle dans le fonctionnement de l'oscillateur.

IONISATION. — *Dispositif permettant d'améliorer le fonctionnement des sélecteurs à coïncidences multiples.* Note de M. **Serge Gorodetzky**, présentée par M. Maurice de Broglie.

Dans les recherches concernant les particules ionisantes pénétrantes on se sert des sélecteurs à coïncidences, soit pour étudier les phénomènes dans un angle solide déterminé (collimation), soit encore pour étudier les gerbes. Ces recherches sont délicates et les résultats quantitatifs parfois incertains, du fait de la difficulté même du sujet et aussi sans doute du fait des imperfections des appareils sélecteurs employés.

Il a paru utile de signaler certaines imperfections pour ainsi dire systématiques, et que l'on rencontre dans un grand nombre d'appareils décrits, et d'indiquer un dispositif permettant de les éviter.

On a montré [1] comment on pouvait donner une théorie générale du fonctionnement des sélecteurs. Cette théorie considère les tubes électroniques de coïncidences débitant dans une résistance commune. Il faut que cette résistance soit purement *ohmique*. Tout effet de capacité ou de self-induction doit être négligeable. Sinon le fonctionnement dépend de la forme particulière de l'impulsion. La théorie devient inextricable.

L'expérience montre de plus que l'on se trouve alors dans des conditions de fonctionnement moins bonnes. Lorsque l'on cherche à transmettre l'impulsion de coïncidence au tube électronique T suivant, on est forcé de mettre en dérivation sur la résistance ohmique que l'on vient de considérer le réseau formé du tube, de sa résistance de grille, et de la capacité de liaison.

Il semble que jusqu'ici on se soit peu préoccupé de rendre cette dérivation négligeable, sauf peut-être en ce qui concerne la résistance de

---

[1] *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 900.

grille et la capacité de liaison. (Il faut que la résistance de plaque soit relativement faible, la capacité de liaison grande, et la résistance de grille élevée.)

Il y a lieu de signaler l'effet du tube électronique. — On admet généralement qu'un tel tube a une très haute impédance d'entrée. En réalité ceci n'est vrai que pour des impulsions faibles ou moyennes. Mais la théorie prévoit et l'expérience confirme que l'impulsion à transmettre est très grande (le plus souvent supérieure à 100 volts).

Dans ces conditions, à cause du courant de grille, le tube met littéralement en court-circuit la résistance grille et fait intervenir la capacité de liaison.

On travaille dans des conditions théoriquement mauvaises. On constate en effet à l'oscillographe cathodique que l'appareil a perdu de ses qualités. Le *pouvoir discriminatoire* baisse : c'est-à-dire que l'on prend pour des impulsions de coïncidence un certain nombre d'impulsions partielles. Le *pouvoir séparateur* diminue du fait de l'élargissement considérable des impulsions : le nombre des coïncidences fortuites augmente. Les résultats expérimentaux peuvent être faussés.

Dans le montage correct la résistance de grille sera remplacée par un potentiomètre. L'impulsion totale sera toujours appliquée aux bornes extrêmes, mais, par la borne centrale, on n'en transmettra qu'un dixième environ à la grille. On se trouve alors dans les conditions théoriques les meilleures. L'étude expérimentale à l'oscillographe cathodique confirme entièrement ces vues. L'amélioration pratique obtenue est considérable.

MAGNÉTISME. — *Contribution magnétique des constituants de l'hydroxyde ferrique évolué en milieu alcalin.* Note ([1]) de M. **Raymond Chevallier** et Mlle **Suzanne Mathieu**, présentée par M. Marcel Brillouin.

L'hydroxyde ferrique évolue spontanément en milieu alcalin. Sa teinte, initialement brune, jaunit peu à peu et ses propriétés magnétiques croissent avec le temps suivant une loi étudiée dans une Note récente. Les diagrammes X montrent la formation de gœthite, α-Fe^2O^3. H^2O, et une attaque par l'acide azotique permet d'isoler cette substance sous forme d'un résidu jaune. Nous nous proposons ici de déterminer la part de la

([1]) Séance du 27 juin 1938.

gœthite et de l'hydroxyde soluble dans les propriétés magnétiques de l'hydroxyde complexe, en nous limitant à l'évolution en milieu alcalin. Nous avons préparé dans ce but deux substances laissées un temps t dans la solution basique, puis soigneusement lavées. Voici leurs constantes dans l'ordre habituel $[(OH^{\cdot})-(Fe''')(n)T^{\circ}C.t]$,

N° 49 [3,8–0,9 (6) 18°.40 jours]. N° 56 [2,7–0,9 (6) 18°.6 jours].

L'hydroxyde 49 a été lévigé et séparé en trois fractions notées 1, 2 et 9 par finesse croissante. Dans cette Note comme dans les précédentes χ est toujours rapporté à 1^g de Fe^2O^3.

Nous avons fixé d'abord les propriétés de la gœthite. Les échantillons, humides ou secs, extraits de 49 et de 56, se sont montrés magnétiquement identiques, avec un χ' moyen donné par $10^6\chi'=40,7$. Les nombres des divers auteurs compris entre 35 et 45 encadrent cette valeur. En second lieu, une solution d'azotate ferrique cristallisé a fourni un coefficient $10^6\chi''=174$, indépendant de la concentration.

Ces constantes déterminées, mesurons magnétiquement l'hydroxyde complexe. Soit χ_1 son coefficient d'aimantation. Introduisons, dans le tube même de la mesure, de l'acide azotique de concentration (H') en ions-grammes par litre. La déviation magnétique décroît rapidement et tend vers une limite correspondant à un coefficient d'aimantation moyen χ_2. Le milieu est alors constitué de gœthite et d'une solution d'azotate, de coefficients χ' et χ''. L'acide libre n'intervient, comme l'eau et le verre, qu'à titre de correction. On dilue la solution et l'on filtre; une analyse facile fournit, pour 1^g de Fe^2O^3 total, la fraction x insoluble et $(1-x)$ soluble. On en déduit

$$(1) \qquad \chi_{2\,\text{calc}}=x\chi'+(1-x)\chi'',$$

valeur que l'on peut comparer à χ_2 mesuré, pour éprouver nos hypothèses. Admettons maintenant que, dans l'hydroxyde complexe, la même masse de gœthite soit libre et apporte la même contribution $x\chi'$, désignons par χ''' le coefficient d'aimantation de l'hydroxyde soluble, il vient

$$(2) \qquad \chi_{1\,\text{mes}}=x\chi'+(1-x)\chi''',$$

équation qui fournit χ'''. Les résultats sont groupés dans le tableau ci-après :

Hydroxyde N°....	49.1	49.1	49.1	49.1	49.2	49.2	49.9	56.4	56.6
Hydroxyde État...	humide.	h.	chauffé 3 h. à 100°.	sec.	h.	h.	h.	h.	chauffé 9 h. à 100°.
(H')	4	13	6	4	4	13	4	4	4
$100x$	61,2	60,0	70,3	62,4	68,0	65,4	68,9	7,6	14,5
$10^6 \chi_1$ mes	442	450	405	423	389	398	342	400	655
$10^6 \chi_2$ mes	91,7	95,6	75,4	95	90	90	89,1	167	163
$10^6 \chi_2$ calc	92,5	94,6	80,4	90,8	83,4	86,8	82,1	164,1	155
$10^6 \chi'''$	1075	1055	1270	1060	1125	1070	1010	430	760

1° La proportion x de Fe^2O^3 insoluble (gœthite) est indépendante de la concentration de l'acide azotique utilisé pour l'attaque, de l'excès de cet acide et du temps pendant lequel la dissolution se poursuit. Cette variable est donc bien définie pour un hydroxyde complexe donné.

2° Elle varie largement avec la préparation de l'hydroxyde. Nous en avons deux exemples extrêmes avec 49 et 56. On notera que malgré cette différence de constitution, ces substances ont même coefficient $10^6\chi_1 = 400$ à 450 : c'est le maximum de la courbe A (*fig.* 1) de la Note précédente. Chaque hydroxyde est lui-même hétérogène, une simple lévigation le montre; les fractions les plus fines (49.2, 49.9) sont les plus riches en gœthite.

3° Les valeurs de χ_2 mesurées, et calculées, ne diffèrent pas en général de plus de 1/20° pour les hydroxydes non chauffés, accord satisfaisant étant donnée la précision. Cela confirme la constance de la gœthite et montre que l'azotate formé est identique magnétiquement à l'azotate cristallisé courant, malgré la haute susceptibilité de l'hydroxyde dont il dérive.

4° Le haut coefficient χ''' de l'hydroxyde soluble est constant pour les diverses fractions de 49, ce qui confirme que 49 est un mélange de cet hydroxyde et de gœthite, cette dernière substance préexistant à l'attaque par l'acide. Mais de 49 à 56, χ''' varie de plus du double.

5° Un chauffage prolongé à 100° dans l'eau pure, augmente la proportion de gœthite et fait croître χ'''. La solution azotique fraîche est alors rouge et plus magnétique que l'azotate. Elle se décolore en 10 heures, en passant par le jaune et tend vers la valeur normale de χ''. Dans le premier stade il se forme sans doute une solution colloïdale, comme Péan de Saint-Gilles l'observa jadis.

En résumé, dans l'évolution en milieu alcalin, il se fait simultanément de la gœthite peu magnétique et un hydroxyde dont la haute susceptibilité croît avec le temps. Des expériences en cours fixeront si ce magnétisme élevé appartient à l'hydroxyde même ou à une trace d'un Fe^2O^3 ferroma-

gnétique formé au cours de l'évolution. Déjà, en fractionnant l'attaque de 56.6, nous avons pu montrer que deux fractions égales présentaient des coefficients $10^6\chi''' = 1000$ et 500 (1000 pour la plus soluble), ce qui permet d'affirmer l'hétérogénéité de la partie soluble de cet hydroxyde complexe.

OPTIQUE GÉOMÉTRIQUE. — *Réglages et mesures à l'aide d'images obtenues par réflexions multiples.* Note de M. **Amédée Guillet**, présentée par M. Aimé Cotton.

I. L'association des symétries relatives au plan et au point, qui interviennent dans la construction des images obtenues par réflexions multiples, donne à ces images des propriétés qui les rendent susceptibles d'applications. En particulier, on peut les utiliser lorsqu'il s'agit de faire optiquement des mesures et des contrôles d'ajustage avec la précision rendue nécessaire par les progrès de la construction mécanique.

Considérons le cas très simple des images du premier ordre, obtenues par double réflexion à l'aide d'un système formé de deux miroirs. Prenons l'un de ces miroirs sphérique S, d'axe principal SO, de rayon $SO = R$ et de demi-hauteur h; l'autre, plan, M. Admettons encore que les axes de S et de M, indiquant par leur sens vers quelle région de l'espace les miroirs correspondants réfléchissent la lumière qu'ils reçoivent, soient orientés à angle droit.

L'observation a lieu dans le plan P, mené par O perpendiculairement à SO, et pour un point d'émission de lumière A, situé à la distance $OA = z$ de O; le plan de symétrie SOA de MS est désigné par Q et la distance du centre O de S au miroir M par ε. On prendra Q comme plan de figure pour la construction de la marche des rayons et P pour celle des images (on suit plus aisément la manipulation en disposant verticalement ces plans). Enfin, N est le plan formant avec P et Q un trièdre trirectangle de sommet O.

La longueur opérante maximum $S\alpha = x_0$ du miroir M, supposé en coïncidence avec N, est, suivant SO, $x_0 = hR/(h+z)$. En abaissant M de ε, cette longueur devient $x = x_0 + \varepsilon R/(h+z)$. Si le miroir M est de longueur $l < x$, on le placera le long de $S\alpha$, dans la position la plus avantageuse pour l'observation à faire.

L'amenée préalable du point A dans le plan du centre P est une opération délicate mais courante; elle consiste à faire apparaître dans ce *même*

plan P, l'image A_S de A donnée par le miroir S. Le centre invisible O de S est alors le milieu du segment AA_S. Selon les cas, j'ai utilisé comme objet A, une fente, un réticule (rectiligne ou circulaire) ou un micromètre à fines divisions, toujours réglable en position.

Rien n'est plus facile ensuite, par emploi des images d'ordre supérieur du premier groupe du système MS, d'établir la coïncidence des plans réel M et idéal N. On voit, en effet, en supposant ce problème résolu, que le groupe des images A_{SM}, A_{MS} se présente comme une image unique qui est de plus en coïncidence avec A. C'est là un résultat que les organes de réglage, dont il faut pourvoir la monture de M, permettent de réaliser rapidement. Le plan M contient alors l'axe SO de S.

Si, à partir de cette position, pour laquelle $\varepsilon = 0$, le miroir M reçoit une translation ε vers le bas, l'image A_{SM} s'écarte de A en se déplaçant *dans le même sens que* M et de 2ε; en même temps, l'image A_{MS} se déplace aussi de 2ε, mais dans le *sens contraire à celui du miroir*, de façon qu'en fait les points A_{SM} et A_{MS} s'écartent de 4ε. Le système des images A_{SM} et A_{MS} se déplace donc dans le plan P à la façon des pointes d'un compas en présentant un écartement 4ε. D'où la possibilité de certaines mesures.

II. Avec une fente (un fil réticulaire ou un trait) perpendiculaire au plan Q dont le milieu A est dans ce plan, les images ponctuelles sont remplacées par des images linéaires perpendiculaires au plan Q de milieux A_{SM}, A_{MS}, ... Ces images A_{SM}, A_{MS} présentent les particularités suivantes à prendre en considération dans les applications interférométriques. Pour $\varepsilon = 0$ et une fente A, l'image A_S (symétrie par rapport à un point) est inversée par rapport à A, alors que l'image A_M (symétrie par rapport à un plan) ne l'est pas.

Or, pour passer de A_S, A_M au système des images A_{SM}, A_{MS}, c'est-à-dire au premier groupe d'images d'ordre supérieur de MS, il faut répéter les opérations précédentes en sens inverse; l'identité d'orientation entre A_{SM} et A_{MS} se trouve alors rétablie, mais en opposition avec celle de A. Ainsi, aux points coïncidants de A_{SM}, A_{MS} passent des faisceaux lumineux provenant d'un même point A de la fente, et l'écart des images A_{SM}, A_{MS} des fentes est de 4ε pour une translation ε de M. La nature des images A_{SM}, A_{MS} dépend d'autre part de z et de ε.

Si le plan M subissait une inclinaison par rotation autour de SO, les images A_{SM}, A_{MS} resteraient en coïncidence, mais s'orienteraient dans une direction commune en tournant d'un angle $\pi - 2\Theta$ dans un sens opposé à la rotation de M. Une translation ε de M déterminerait alors de telles

translations opposées 2ε de A_{SM} et de A_{MS}, sans modification de l'orientation.

Il est à remarquer que le système MS ne modifie en rien le grandissement des objets dont on observe les images.

III. Au point de vue technique, j'indiquerai seulement qu'un miroir sphérique, même de la dimension de ceux qui servent à la mesure des déviations des équipages, peut suffire; l'emploi du système équivalent à SM : lentille convergente avec miroir plan adossé, m'a donné de bons résultats. Comme toujours en optique les supports doivent être ici rigides et fixes, et les organes de réglage jouer avec perfection. Pour la comparaison de déplacements de niveau, on peut prendre comme support un trépied invariablement lié à AS, formé de trois billes d'acier.

On adaptera sans peine les résultats de la théorie à chaque cas particulier à traiter : déplacement d'une surface parallèlement à elle-même, déplacement d'une surface plane avec changement d'orientation, différences d'épaisseurs, emploi de franges d'interférence etc.

SPECTROSCOPIE. — *Absorption de la lumière par la basse atmosphère.* Note de Mme **Arlette Vassy** et M. **Etienne Vassy**, présentée par M. Charles Fabry.

Au cours de notre séjour à Ifrane (Maroc), une première partie de notre travail a consisté à déterminer la densité optique de l'atmosphère voisine du sol, suivant la méthode décrite précédemment [1]. Les nuits pendant lesquelles ont été effectuées ces mesures ont été choisies pendant les périodes de calme atmosphérique et parmi celles qui, visuellement, paraissaient les plus pures.

Nous avons obtenu, pour 9 nuits échelonnées entre le 17 juillet et le 11 septembre, les courbes donnant en fonction de la longueur d'onde la densité optique d'un kilomètre d'air ramené aux conditions normales de température et de pression. Nous avons pu classer ces 9 courbes en deux familles. Parmi les 5 courbes qui constituent la première famille, la courbe de la nuit du 11 septembre est celle où la basse atmosphère a été la plus transparente; pour les 4 autres nuits, la courbe peut, ainsi que nous le

---

(1) *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 1893.

montrerons plus loin, se déduire de celle du 11 septembre en ajoutant pour toutes les longueurs d'onde une densité constante.

Comme il ne nous est pas possible de donner ici les résultats numériques, nous nous bornerons aux conclusions suivantes.

Les courbes mettent en évidence l'importance de l'absorption propre des gaz constituant l'atmosphère, absorption qui se manifeste sous la forme de bandes (non résolues étant donnée la dispersion de notre spectrographe). Elles sont dues :

1° à la vapeur d'eau; ces bandes s'étendent sur de larges intervalles spectraux et présentent des maxima pour les longueurs d'onde suivantes : 8230 (Z); 7200 (*a*); 6560; 5950-5900 (bandes de la pluie);

2° à l'oxygène, molécule neutre O^2 ou molécule double $O^2 - O^2$ [le groupe de bandes relatif à O^4 a été récemment étudié en détail par Salow et Steiner ([2]) et serait dû dans le cas des gaz surtout à l'association transitoire de deux molécules pendant leur choc]: bandes 7600 (A); 6890 (B); 6300; 5772; 5323; 4774; 4464; 3607. A 2800 Å commence le système de Herzberg, découvert précédemment ([3]) dans l'atmosphère. Les bandes attribuées à la molécule O^4 variant comme le carré de la pression, nous aurons l'occasion d'y revenir lors de la comparaison avec l'absorption par l'atmosphère au zénith.

3° à l'ozone; c'est la grande bande de Hartley dont l'absorption se manifeste dans la basse atmosphère à partir de 3300 Å et vient se superposer aux bandes de Herzberg de l'oxygène. Comme on doit s'y attendre, les bandes de Chappuis n'apparaissent pas.

Malgré l'importance relative de l'absorption propre des gaz ci-dessus, il est possible d'en faire la part en se servant des quelques régions où il n'y a pas de bandes. La façon qui nous paraît la meilleure de représenter l'absorption résiduelle est d'admettre qu'elle est due à la diffusion moléculaire suivant la formule de Rayleigh-Cabannes, absorption à laquelle viendrait se superposer une absorption constante indépendante de la longueur d'onde. Les valeurs de ce terme constant pour 1^{km} d'air dans les conditions normales sont pour la nuit du

11 septembre.	17 juillet.	30 juillet.	30 août.	3 août.
0,009	0,011	0,020	0,031	0,035

([2]) *Zeits. für Physik*, **99**, 1936, p. 137.

([3]) Chalonge et Vassy, *Comptes rendus*, **198**, 1934, p. 1318.

Cette absorption constante peut s'expliquer par la présence de particules suffisamment grosses pour absorber la lumière d'une façon non sélective.

Quant à la deuxième famille de courbes comprenant les nuits du 29 août, 1er septembre, 4 septembre, 5 septembre, elles possèdent à la fois les caractéristiques suivantes :

1° densités notablement plus grandes;

2° importance très accrue des bandes de la vapeur d'eau;

3° l'absorption ne paraît pas pouvoir s'expliquer par la superposition d'une absorption de densité constante à l'absorption par diffusion moléculaire.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Adsorption et gonflement de l'α-cellulose.* Note de Mme **Juliette Gavoret**.

La méthode de mesure des conductibilités électriques, qui a permis la vérification de la valeur du point isoélectrique de la cellulose (1), a été appliquée à l'α-cellulose.

Nous nous sommes bornée ici à étudier la résistance de solutions tampons très diluées, avant et après passage sur un poids constant d'α-cellulose soigneusement purifiée au préalable. Simultanément des mesures de pH ont été effectuées pour en déceler les variations éventuelles. La précision de cette méthode nous assure une erreur relative de 1,2 pour 100.

Nous avons étudié des α-celluloses d'origines différentes, extraites selon les méthodes classiques (2), et provenant l'une de la cellulose du coton, l'autre de la cellulose du bois.

Elles présentent toutes deux un même seuil d'adsorption à pH = 4,5 environ. Pour les valeurs supérieures du pH, l'accroissement relatif de la résistance initiale R_1, après passage sur l'α-cellulose, augmente brusquement. Ce phénomène s'accompagne d'une diminution très nette du pH.

---

(1) Mme J. Gavoret-Hansot, *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 1643; **195**, 1932, p. 349; **206**, 1938, p. 1299.

(2) C. F. Cross et E. J. Bevan, *J. Chem. Soc.*, **113**, 1918, p. 182; M. W. Bray et T. M. Andrews, *Ind. Eng. Chem.*, **15**, 1923, p. 377.

Voici quelques chiffres significatifs. Le tableau I se rapporte à l'α-cellulose d'une pâte à papier Voiron (sapin de Scandinavie), blanchie au bisulfite, le tableau II à l'α-cellulose du coton hydrophile chirurgical.

TABLEAU I.

pH	1,4.	1,8.	2,8.	4,2.	4,4.	4,7.	5.	5,4.	5,6.	7,2.
Δ pH	0	0	0	0	0	0,3	0,3	0,8	0,8	1
ΔR_1 pour 100	3	0	6	0	0	7	8.	12	23	63

TABLEAU II.

pH	2,8.	4,4.	4,6.	4,8.	6.
Δ pH	0	0	0,3	0,3	1,2
ΔR_1 pour 100	4	6	8	11	23

L'augmentation de résistance, accompagnée d'une baisse de pH, indiquerait une adsorption du cation sous forme d'hydroxyde. D'autre part, et d'après les chiffres précédents, il ne semble pas que l'α-cellulose présente un gonflement en eau, variable avec le pH.

Ces expériences sur des α-celluloses provenant du bois et du coton confirment l'identité présumée [3] des celluloses d'origines diverses dans la nature.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la densité-limite des gaz O^2 et CO^2. Poids atomique du carbone.* Note [1] de MM. **Enrique Moles** et **Antonio Escribano**, présentée par M. Auguste Béhal.

L'un de nous a insisté [2] sur le fait que, parmi les différentes méthodes physicochimiques proposées pour la détermination des poids moléculaires des gaz, seule la méthode des densités-limites de D. Berthelot [3] pouvait (sous la forme la plus simple et logique) fournir des résultats d'une précision suffisante.

Dans la réalisation pratique de cette méthode nous avons fait, en premier

---

([3]) R. O. Herzog et W. Jancke, *Ber. d. Chem. Ges.*, 53, 1920, p, 2162; E. Heuser et E. Boedeker, *Z. angew. Chem.*, 34, 1921, p. 461; L. E. Wise et W. C. Russell, *J. Ind. Eng. Chem.*, 15, 1923, p. 815.

([1]) Séance du 13 juin 1938.

([2]) E. Moles, *Journ. Chim. Phys.*, 34, 1937, p. 51; *An. Soc. Esp. Fis. Quim.*, 35, 1937, p. 134; E. Moles et T. Toral, *Zeit. anorg. allg. Chem.*, 236, 1938, p. 225; E. Moles, *Archiv. Sc. phys. Nat. Genève*, 20, 1938, p. 59.

([3]) *Journ. Phys.*, 3, 1899, p. 273.

lieu, un étalonnage de l'appareil en déterminant la densité de l'oxygène à différentes pressions, comprises entre 1^{atm} et $0^{atm},5$; en opérant rigoureusement dans les mêmes conditions, on détermine ensuite la densité du gaz étudié. Les deux séries de valeurs ainsi obtenues donnent, par extrapolation linéaire, la valeur-limite de la densité pour $p = 0$; l'expérience a montré que, dans la limite des erreurs de mesure ($1 . 10^{-5}$), la densité normale L_p est fonction linéaire de la pression [4] (vérifié pour CO^2, N^2O, F^4Si, NH^3 et SO^2).

Nous avons effectué la détermination de la densité-limite du CO^2 en utilisant un appareil de condensation, en verre d'Iéna, refroidi à 0° (glace fondante); le volume de la jauge était 2275^{ml} et 4548^{ml}; le gaz était condensé sur du charbon actif refroidi dans l'air liquide, et pesé après son adsorption. Nous avons déterminé ainsi les densités de O^2 et CO^2 sous les pressions de 760^{mm} et 380^{mm}, et extrapolé les valeurs-limites de la densité de O^2 et de CO^2 pour $p = 0$.

Le gaz carbonique était préparé soit par pyrolyse du CO^3Na^2 sec ou du CO^3Mg^2 dans le vide; séché sur de l'acide sulfurique concentré, puis sur $(ClO^4)^2Mg$ anhydre ou sur P^2O^5. Il était ensuite purifié par sublimation fractionnée et filtration sur filtre de Schott. L'oxygène provenait de la pyrolyse de MnO^4K préalablement purifié; le gaz débarrassé de traces d'ozone par passage sur une gouttelette de mercure était ensuite purifié par KOH et desséché sur P^2O^5.

Le tableau suivant donne un résumé des résultats acquis pour L_p toutes les corrections faites

	Mesures sous 760^{mm}.	
	Oxygène.	Anhydride carbonique.
L_p	1,42900	1,976896
	8937	95
	8963	935
	8921	94
	8952	95
	891	*93
	8916	*94
	8943	″
	8954	″
Moyenne.	1,42894	1,976934

	Mesures sous 380^{mm}.	
	Oxygène.	Anhydride carbonique.
L_p	1,42832	1,97016
	29	1
	28	5
	30	3
	28	*1
	28	*6
	31	*4
Moyenne.	1,428294	1,970137

---

(4) Voir, pour la signification de cette expression, *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 1726.

Les mesures marquées d'un astérisque ont été faites avec CO^2 provenant du $MgCO^3$ sec. La concordance des résultats montre que le gaz employé était très pur.

Source de CO^2.	760mm.	380mm.
CO^3Na^2	1,976934	1,970139
CO^3Mg	1,976935	1,970137

L'extrapolation linéaire des valeurs précédentes fournit pour la densité-limite les nombres suivants :

	Lim.
Oxygène	1,427644
Anhydride carbonique	1,963340

d'où

$$PM_{CO^2} = \frac{1,963340}{1,427644} \times 32\,000 = 1,375231 \times 32 = 44,0074.$$

Le poids atomique du carbone est

$$C = 12,0074.$$

Ce résultat est pratiquement identique à celui déduit des mesures du rapport $CO : O^2$, Moles et Salazar (5), $C = 12,0064$ et, particulièrement, à celui du rapport $CO^2 : O^2$, Moles et Toral, soit $C = 12,0069$. La valeur la plus récente, déduite par voie physique, est $C = 12,007 \pm 0,001$ (second rapport de la Commission des Éléments).

On peut donc conclure, à l'heure actuelle, que la valeur la plus probable du poids atomique du carbone est

$$C = 12,007.$$

à une unité près de la troisième décimale.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Influence des électrolytes sur la viscosité d'un sol d'hydrate ferrique*. Note (1) de Mlle **Suzanne Thévenet**, présentée par M. Marcel Delépine.

1. On a déjà signalé (2) que l'introduction d'un électrolyte sous des concentrations croissantes dans un sol d'hydrate ferrique entraîne d'abord

(5) *An. Soc. esp. Fis. Quim.*, **32**, 1934, p. 954.

(1) Séance du 27 juin 1938.

(2) D. N. Chakravarti et N. R. Dhar, *Kolloïd Zeitschr.*, **42**, 1927, p. 124.

une diminution de la viscosité qui passe par un minimum pour une certaine concentration en électrolyte et augmente ensuite de plus en plus jusqu'à ce que soit atteinte la concentration qui détermine la floculation du sol. Dans le cas des sols de sulfure d'arsenic, nous avons reconnu (³) que la courbe représentant la variation de la viscosité en fonction de la concentration dépend principalement de la valence du cathion qui constitue l'ion actif de l'électrolyte en ce qui concerne la floculation du sol. Il nous a paru intéressant de rechercher si une loi analogue s'appliquait dans le cas d'un sol d'hydrate ferrique à granules positifs pour lequel l'anion de l'électrolyte est ici l'ion actif.

2. Les expériences ont été conduites comme dans le cas du sol de sulfure d'arsenic, avec une légère complication tenant à ce que pour le sol d'hydrate ferrique, nous avons été amenée à envisager des concentrations notables d'électrolytes. Soient η'_1 et d'_1 la viscosité et la densité du sol obtenu en ajoutant 1^{cm^3} d'une solution électrolytique de concentration convenable à 10^{cm^3} du sol initial, η'_0 et d'_0 la viscosité et la densité du mélange obtenu en ajoutant 1^{cm^3} de la même solution électrolytique à 10^{cm^3} d'eau, η_1 et d_1 la viscosité et la densité du sol obtenu en ajoutant 1^{cm^3} d'eau à 10^{cm^3} du sol initial, η_0 et d_0 la viscosité et la densité de l'eau. Le quotient

$$\frac{\eta'_1}{\eta'_0} : \frac{\eta_1}{\eta_0} = \frac{t'_1}{t_1}\,\frac{t_0}{t'_0}\,\frac{d'_1}{d_1}\,\frac{d_0}{d'_0}$$

mesure l'influence que l'addition de l'électrolyte envisagé exerce sur la viscosité relative de la solution colloïdale par rapport au liquide intermicellaire. Pour de faibles concentrations de cet électrolyte, η'_0 est très voisin de η_0 et l'expression précédente peut se réduire à

$$\frac{\eta'_1}{\eta_1} = \frac{t'_1}{t_1}.$$

Les expériences ont été faites sur un sol d'hydrate ferrique dialysé 25 jours, contenant $35^g,7$ de O^3Fe^2 par litre, de densité à 26°, $d = 1,030$.

Les mesures relatives à l'action de ClK, ClNa, $ClNH^4$, Cl^2Ba, Cl^3Al, Cl^4Th n'ont pas révélé d'influence nette de la nature du cathion sur le phénomène.

Afin d'examiner l'influence des anions, nous avons comparé l'action sur

(³) A. Boutaric et S. Thévenet, *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 862.

le sol d'hydrate ferrique de divers sels de potassium. Le tableau suivant donne les résultats relatifs à ClK, SO^4K^2, PO^4K^3 et $FeCN^6K^4$.

γ.	ClK.	SO^4K^2.	γ.	PO^4K^3.	$FeCN^6K^4$.
0	1	1	0	1	1
$2,38.10^{-3}$ N	»	0,982	$0,095.10^{-3}$ N	»	0,999
6,35 »	»	0,950	0,3 »	»	0,974
9,52 »	0,985	0,941	0,952 »	»	1,003
11,9 »	»	0,929	1,81 »	0,987	»
15,87 »	»	0,941	2,38 »	0,971	»
47,6 »	0,939	»	4,54 »	0,978	»
95,2 »	1,015	»	9,52 »	1,016	»

La concentration qui correspond au minimum de viscosité et la valeur même de ce minimum dépendent principalement de la valence de l'anion : la concentration nécessaire pour atteindre le minimum diminue très nettement à mesure que croît la valence de l'anion ; la valeur du minimum, peu différente pour les anions mono et bivalents, se relève assez nettement pour les anions trivalents et tétravalents. Nous retrouvons donc ici une loi analogue à celle relative à l'influence des cathions dans le cas du sol électronégatif de S^3As^2.

3. Dans le cas des sels à anions polyvalents comme le phosphate de potassium, le citrate de sodium, le ferrocyanure de potassium etc., pour lesquels il existe deux zones de floculation [1], nous avons étudié l'action des électrolytes sur la viscosité : 1° pour des concentrations plus petites que la limite inférieure a de la première zone de floculation ; 2° pour des concentrations comprises entre les valeurs b et c limitant la zone de non-floculation. A titre d'exemple nous donnons ci-dessous les valeurs de $(\eta'_1/\eta_1)(\eta_0/\eta'_0)$ pour diverses valeurs de la concentration γ de PO^4K^3 exprimée en équivalents-grammes par litre.

$\gamma\,(\times 10^3$ N)	0	1,81	2,38	4,54	9,52	309	340	427	454	545
$\dfrac{\eta'_1}{\eta_1}\dfrac{\eta_0}{\eta'_0}$	1	0,987	0,971	0,978	1,016	1,048	0,969	0,948	0,959	0,996

Dans la première zone de non-floculation, la viscosité diminue à mesure que croît la concentration du sel, passe par un minimum pour une certaine valeur de celle-ci et croît ensuite de plus en plus jusqu'à devenir infinie pour la concentration a du sel correspondant à la floculation. Dans la deuxième zone, la viscosité part d'abord d'une valeur très grande, d'ailleurs

(1) A. Boutaric et Mlle M. Dupin, *Comptes rendus*, 184, 1927, p. 326.

difficile à apprécier exactement à cause de l'obstruction des tubes viscosimétriques, pour des concentrations voisines de la valeur b qui correspond à la limite supérieure de la première zone de floculation, va en diminuant à mesure que croît la concentration, passe par un minimum nettement inférieur à l'unité et croît ensuite de plus en plus jusqu'à devenir infinie pour la concentration c qui limite la deuxième zone de floculation. Dans les deux cas, la valeur du minimum est nettement inférieure à l'unité, en sorte que la présence de l'électrolyte détermine une diminution de la viscosité produite par la présence des micelles colloïdales.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Nouveaux procédés pour l'étude de la diffusion métallique*. Note (¹) de MM. **Pierre Chevenard** et **Albert Portevin**, présentée par M. Léon Guillet.

Étudier la diffusion métallique à l'état solide revient à déterminer la variation de concentration d'une solution solide dans le temps, dans l'espace et avec la température. Les méthodes d'étude sont nombreuses et toutes présentent des qualités et des lacunes.

I. Dans les méthodes *directes*, on détermine la concentration de l'alliage au voisinage d'un point, ou plus habituellement d'une surface, soit par microanalyse chimique, soit par spectrographie.

Il convient d'observer que nulle méthode connue ne permet de suivre le changement de concentration pendant qu'il s'opère, c'est-à-dire au cours même de la chauffe de diffusion. Il faut étudier l'échantillon après refroidissement assez brusque pour « stéréotyper » l'état obtenu à chaud.

On peut concevoir diverses méthodes directes, suivant qu'on maintient constant ou qu'on fait varier tel ou tel des quatre facteurs : température θ, durée t, concentration c, position de la surface considérée définie par sa distance x à la surface initiale de contact.

1° $\theta = \text{const.}$; $t = \text{const.}$; $c = f(x)$. — Étude de la concentration c en fonction de la profondeur x. Outre les difficultés des microprélèvements et des microanalyses, on doit signaler l'impossibilité de faire des investigations successives sur une même surface.

2° $\theta = \text{const.}$; $x = \text{const.}$; $c = \varphi(t)$. — Étude, en fonction de la durée t, des changements de la concentration c sur une surface donnée, le plus

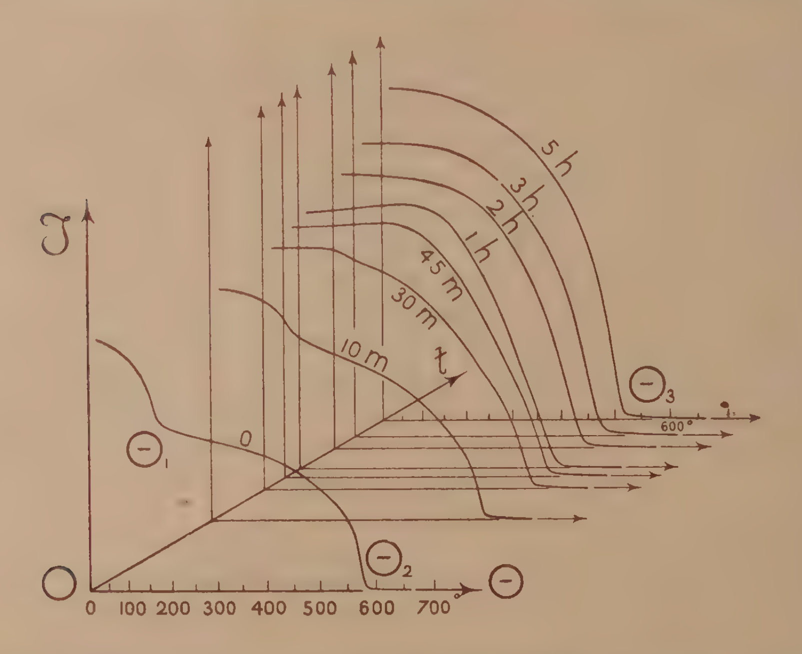
(¹) Séance du 27 juin 1938.

souvent la surface de contact ($x = o$). Cette méthode convient quand l'élément diffusant pénètre ou s'élimine sous forme gazeuse : cémentation, décarburation, diffusion d'azote ou d'oxygène dans le fer, volatilisation du zinc des laitons ou du mercure des amalgames etc. Cette méthode implique des propriétés particulières des éléments diffusants. La variante $t =$ const. ; $x =$ const. ; $c = \varphi'(\theta)$ conduit aux mêmes expériences.

3° $\theta =$ const. ; $c =$ const. ; $x = \psi(t)$. Étude, en fonction de la durée t, du déplacement d'une surface de concentration déterminée. Ce procédé, rarement applicable, est surtout qualitatif. La variante $t =$ const. ; $c =$ const. ; $x = \psi'(\theta)$ conduit aux mêmes expériences.

II. Dans les méthodes *indirectes*, la diffusion est traduite par les changements d'une propriété globale ou moyenne d'un agrégat : alliage naturel, conglomérat de poudres comprimées ou de lamelles soudées.

La propriété la plus habituellement choisie est la résistivité. L'un de



nous, pour étudier la diffusion dans les ferronickels réversibles, a utilisé une *bilame* formée de deux ferronickels inégalement dilatables, tenant par exemple 25 et 36 pour 100 Ni; elle perd la faculté de se courber par chauffage à mesure que la diffusion nivelle les concentrations des deux lames.

Le principal avantage de ces méthodes est de laisser intact l'échantillon, et par suite de permettre des investigations successives. Par contre, elles ne fournissent qu'une intégrale, étendue à tout le volume de l'échantillon, des variations de la propriété étudiée en fonction des concentrations inconnues qui s'échelonnent à l'intérieur de l'agrégat.

La *méthode thermomagnétique*, dans le cas des solutions solides ferromagnétiques à point de Curie rapidement variable avec la concentration, permet de surmonter cette difficulté. La courbe « aimantation-température » enregistre la série des points de Curie de toutes les concentrations existantes; elle fournit ainsi les concentrations extrêmes et entre ces limites une expression intégrant les variations de la concentration.

Cette méthode a déjà donné d'utiles indications sur la disparition de l'hétérogénéité primaire et secondaire des ferronickels chromés carburés [2]. Appliquée à l'étude de la diffusion dans les ferronickels binaires, elle a donné des résultats non moins nets.

Les expériences ont porté sur un agrégat lamellaire formé de feuilles alternées de deux ferronickels, l'un à 33 pour 100 et l'autre à 73 pour 100 Ni. Cette *multilame*, obtenue par soudure des feuilles au laminoir à chaud, a été laminée à froid au point de réduire à 14μ l'épaisseur des lamelles. Après recuit de diffusion, les échantillons ont été étudiés au thermomagnétomètre enregistreur de l'un de nous. Les courbes aimantation-température de la figure ci-contre, espacées le long de l'axe Ot suivant une échelle logarithmique de la durée t, concernent le recuit à 1100°.

On voit très nettement la transformation du diagramme thermomagnétique, depuis l'agrégat initial à deux points de Curie bien distincts, θ_1, θ_2 jusqu'à l'austénite homogène à 53 pour 100 Ni obtenue après 5 heures de chauffe, et caractérisée par une courbe normale à point de Curie unique θ_3. Le seuil et l'achèvement de la diffusion sont révélés avec sensibilité; nous espérons obtenir une interprétation quantitative des résultats.

---

(2) P. Chevenard, *Comptes rendus*, 198, 1934, p. 1144; P. Chevenard et A. Portevin, *Annales Acad. Sci. Techniques de Varsovie*, 3, 1936, p. 1.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la constitution de l'aldol de l'éthanal.* Note de M. M. **Backès**, transmise par M. Georges Urbain.

Nous avons admis ([1]) que l'aldol de l'éthanal pouvait exister sous deux formes tautomères en équilibre, correspondant, l'une à l'oxy-3-butanal-1, l'autre à l'époxy-1.3-butanol-1. Des tentatives pour mettre en évidence le cycle époxanique par des réactifs chimiques sont restées infructueuses et ont montré que l'existence d'un tautomère époxanique était peu probable. Les propriétés physiques et chimiques spéciales de l'aldol sont dues à d'autres détails de structure, décelables par une étude spectrale plus poussée.

Dans une telle étude on doit tenir compte des états de polymérisation de l'aldol. Par des mesures cryoscopiques nous avons trouvé que l'aldol pur est presque entièrement polymérisé au bout de 10 minutes. En solution benzénique l'état monomère subsiste pendant plusieurs heures à des concentrations utilisables en spectroscopie.

La solution benzénique à 20 pour 100 convenait pour une étude dans l'infrarouge proche. En collaboration avec M. Freymann, nous avons constaté que l'aldol monomère présente une vibration à 9674 Å, soit au niveau 10337 cm^{-1}. Ce niveau est caractéristique de la vibration du groupe O—H des alcools tertiaires. En spectroscopie, comme d'ailleurs dans certaines réactions chimiques, l'aldol se comporte donc comme les alcools tertiaires. Si l'on permet à l'aldol de se transformer en dimère, la bande 9674 Å disparaît. La polymérisation se fait donc par association des fonctions OH.

Pour l'étude du spectre Raman de l'aldol, monomère et sans solvant, nous avons maintenu l'aldol à l'état monomoléculaire dans un appareil à distiller en circuit fermé. Le tube Raman était intercalé dans ce circuit, immédiatement après le réfrigérant. Après 24 heures de pose, l'aldol donne les raies Raman suivantes : 2890 (aF), 1445 (aF), 1380 (f), 1282 (f), 1206 (F), 1150 (F), 942 (f), 838 (f), 804 (f), 474 (f) cm^{-1}.

Le dimère d'aldol, maintenu à l'état surfondu, présente le même spectre que l'aldol monomoléculaire. En prolongeant le temps de pose jusqu'à 50 heures, on observe quelques faibles raies nouvelles 1342, 1085, 695, 560, 525 et 248 cm^{-1}.

Si l'aldol contenait un carbonyle aldéhydique $C\begin{smallmatrix}\diagup H\\ \diagdown\!\!\diagdown O\end{smallmatrix}$, nous aurions dû

([1]) M. Backès, *Comptes rendus*, **200**, 1935, p. 1669.

trouver une fréquence Raman aux environs de 1700 cm^{-1}. Cette étude confirme donc d'abord le résultat obtenu dans l'ultraviolet : le groupe (CO) que renferme la molécule d'aldol n'a pas la constitution du carbonyle aldéhydique. Les raies Raman observées se ramènent à des vibrations déjà connues des liaisons $C \leftrightarrow C$, $C \leftrightarrow H$ et $C \leftrightarrow OH$, sauf les fréquences 1206 et 1150 cm^{-1} qui doivent être attribuées à la liaison $C \leftrightarrow O$. En examinant d'après Bonino et Brüll (²) les oscillations s'effectuant entre les substituants d'un même atome de carbone, la fréquence 1150 cm^{-1} doit être attribuée à la vibration entre H et O du groupe CHO et représente donc une vibration de déformation. On la retrouve encore dans l'aldéhyde crotonique, dans l'acroléine et dans quelques autres aldéhydes.

Quant à la fréquence 1206 cm^{-1}, nous l'attribuons à la vibration de la liaison $C \leftrightarrow O$.

Sa valeur est très proche de celle (1184 cm^{-1}) de la vibration du carbonyle activé dans HCHO (³). On pourrait admettre que l'état normal du groupe CO des aldols corresponde à l'état activé du carbonyle aldéhydique. Cette hypothèse est contraire aux données expérimentales sur la chaleur de déshydratation de l'aldol. En effet la chaleur de déshydratation du butanol-2 en butène-2 est pratiquement nulle. D'autre part, l'aldéhyde crotonique contient un carbonyle normal. Au cours du passage de l'aldol à l'aldéhyde crotonique il faudrait donc que toute l'énergie d'activation (environ 80 Cal.) se retrouvât sous forme d'énergie calorifique. Or, la déshydratation ne dégage que 4,5 Cal.

La fréquence 1206 caractérise donc un groupe CO dont la structure diffère à la fois de celle du carbonyle normal et de celle du carbonyle activé. Le niveau de son énergie de vibration est inférieur de 510 cm^{-1} à celui du carbonyle normal. L'absence de la bande du carbonyle aux environs de 2800 Å montre de plus que le niveau de son énergie électronique diffère aussi de celui du carbonyle normal. Pour marquer ces différences de structure, nous avons appelé le groupe CO de l'aldol *carbonyle XII*. Il semble d'ailleurs exister dans d'autres dérivés carbonylés. Dans la région comprise entre 8 et 9,5, c'est-à-dire pour 1050 à 1250 cm^{-1}, Lecomte (⁴) a observé une bande due au groupement CO. Ces dérivés carbonylés renfermeraient déjà une certaine proportion de carbonyle XII et l'aldol ne représenterait que le cas extrême où seul le carbonyle XII serait compa-

---

(²) BONINO et BRÜLL, *Acc. Linc. Rend.*, **13**, 1931, p. 275.

(³) V. HENRI, *Comptes rendus*, **199**, 1934, p. 849.

(⁴) *Comptes rendus*, **180**, 1925, p. 1481.

tible avec la structure du reste de la molécule. Les spectres Raman des différents sucres examinés par Wiemann ([5]) peuvent s'interpréter dans le même sens. Le carbonyle des oses serait un carbonyle XII. La cyclisation proprement dite n'aurait lieu qu'au cours des réactions chimiques qui fournissent finalement de véritables dérivés cycliques.

HYDROLOGIE. — *Analyse du maximum annuel du Dniepr.* Note ([1]) de M. **Vladimir Frolow.**

On peut chercher à baser la prévision du fonctionnement du Dneprostroï sur les résultats de l'analyse de la série des maxima annuels. Dans ce but, la série a été reconstituée par relèvement des cotes sur le graphique de l'échelle de L. Kamenka, publié par A. Ch. Polišuk Savčenko ([2]) pour les années 1852-1932. La méthode d'analyse de M. H. Labrouste a permis d'isoler, en partant de ces données, cinq composantes de 2 à 11,3 ans de période, représentées sur le graphique. Le reste est encore complexe et montre l'existence d'autres variations de plus longue durée intéressant 1^{m} environ.

Le graphique montre que les composantes isolées ont une amplitude fortement variable qui atteint, pour elles toutes, des valeurs comparables. On peut dire aussi que la marche générale des maxima annuels est déterminée par la composante undécennale et par son harmonique. Mais la seule considération de ces périodes ne suffit pas pour distinguer les années autour desquelles les grandes crues sont possibles. Il faut être renseigné encore sur l'amplitude et sur la phase de ces composantes. Celles-ci, en effet, sont variables. La composante semi-undécennale, notamment, a subi un changement de phase entre 1910 et 1915. Ce fait a été constaté aussi pour les pluies à Dakar ([3]) par exemple et pour les nombres de Wolfer ([4]).

([5]) *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 789.

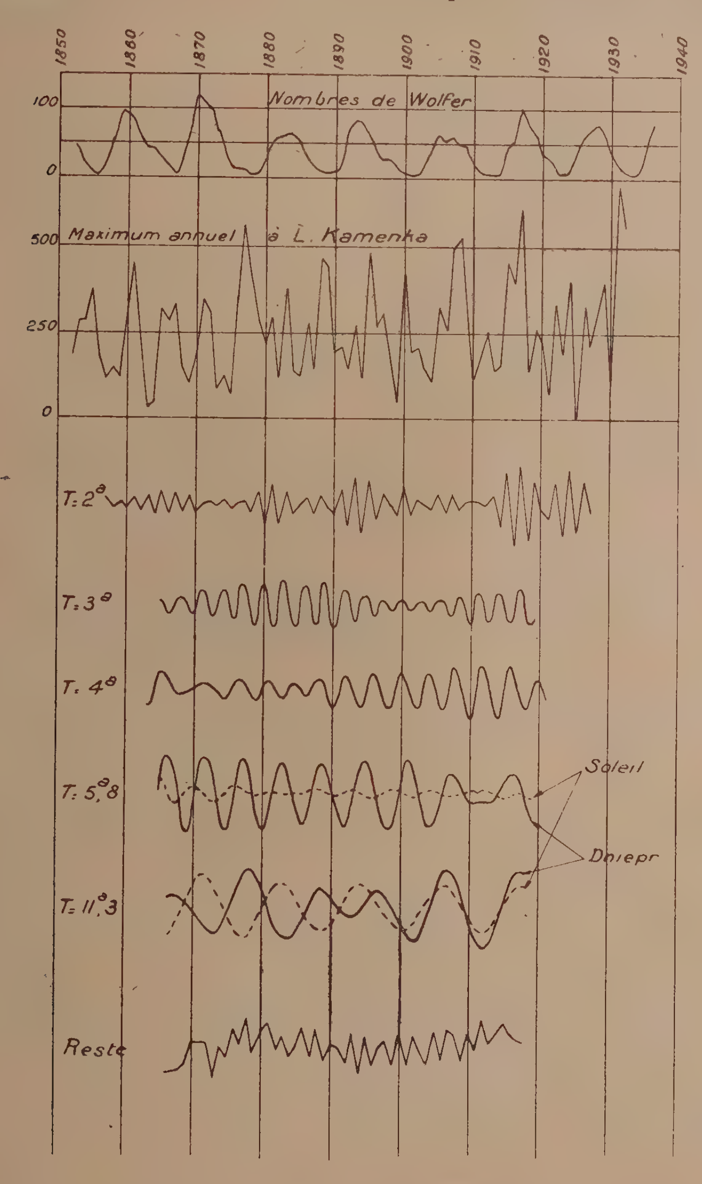
([1]) Séance du 27 juin 1938.

([2]) *Osnovnye itogi rabot služby gidrologičeskih opoveščenij Dneprostroja*, 1934, p. 97-115.

([3]) *Annales de Physique du Globe de la France d'Outre-mer*, 12, 1935, p. 168.

([4]) H. Labrouste et Mme H. Labrouste, 66e *Congrès des Sociétés Savantes*. Paris, 1933, p. 468.

Le Dniepr accuse donc une dépendance probable de l'activité solaire,



mais cette dépendance est loin d'être uniforme. La composante semi-undécennale des nombres de Wolfer est beaucoup moins régulière que

celle des crues du Dniepr. L'inverse a lieu pour la composante undécennale. Cela a déjà été trouvé pour les crues du Nil [5]. On voit aussi que le rapport des amplitudes des composantes analogues n'est pas le même pour les différentes valeurs de période.

La comparaison du graphique des nombres de Wolfer avec celui des maxima annuels du Dniepr montre que de très fortes crues de ce fleuve se sont produites aussi bien pendant les années de minimum que de maximum des taches solaires. A. Streiff [6], qui analysait la série du débit moyen annuel, l'a déjà remarqué, sans toutefois distinguer que ce phénomène est dû au jeu de la composante de 11 ans et de son harmonique, ce qui l'a conduit à une mauvaise prévision pour la crue de 1931.

L'exemple de M. Streiff et l'analyse résumée ici montrent la nécessité absolue de baser les prévisions à longue échéance des crues du Dniepr sur une analyse aussi complète que possible et sur la comparaison détaillée avec les résultats obtenus pour d'autres stations et d'autres éléments.

GÉOGRAPHIE PHYSIQUE. — *Les dépôts glaciaires du bassin de Condat (Cantal).* Note de Mlle **Yvonne Boisse de Black**.

Le bourg de Condat se trouve à la fois au centre du vaste hémicycle dominé par les Monts-Dore, le Cézallier et le Cantal, et à la jonction de plusieurs rivières descendues de ces trois massifs : le ruisseau d'Égliseneuve d'Entraygues, le ruisseau du Boujon et la Santoire. Ces trois importants collecteurs se réunissent sur un espace de 1500^{m} en une seule rivière : la Grande Rhue, affluent de la Dordogne. A la faveur du débit important des collecteurs précités s'est formé un bassin de confluence où se sont accumulées leurs alluvions en une terrasse de $+20^{m}$, surtout largement développée sur la rive droite de la Grande Rhue.

Le pont de Condat est à 706^{m} d'altitude; mais les plateaux qui dominent ce bourg portent des altitudes variant de 1000 à 1100^{m}. On observe sur ces hautes surfaces, des dépressions E.-W. encombrées de dépôts glaciaires : celle que suit la voie du chemin de fer entre Lugarde et Condat-Saint-Amandin, et celle d'Égliseneuve d'Entraygues au lac des Esclauzes.

---

(5) *Comptes rendus*, **197**, 1933, p. 852.
(6) *Monthly Weather Review*, 1931, p. 29.

L'une et l'autre ont de toute évidence été occupées par des glaciers du Cézallier, antérieurs au réseau hydrographique actuel. Il s'agit là de formes et de dépôts de la période glaciaire du Massif Central qui a suivi les grandes émissions de basalte du Pliocène supérieur (Class. de M. Boule).

D'autres formes et dépôts reposent sur des plates-formes rocheuses le long des talwegs actuels. Les plus importants sont la belle moraine (806^m) au bord de la route qui domine la Grande Rhue de 150^m, à l'ouest du village de Pierrelaigue, et les éléments morainiques, à 811^m, entre Laquérie et Roche Pointue (vallée de la Santoire).

L'altitude et la position de ces terrains me les font attribuer à la deuxième période glaciaire du Massif Central (première glaciation de vallée). Ils sont séparés des premiers dépôts cités par une période de creusement importante (200^m environ), au cours de laquelle les anciens axes hydrographiques E.-W. ont été disloqués, à la suite de quoi s'est formé un nouveau réseau de rivières S.-N. ou N.-S., selon le massif envisagé, Cantal ou Mont-Dore.

Enfin des dépôts glaciaires ou fluvio-glaciaires sont cantonnés à 1500^m environ à l'est de Condat dans des dépressions sans cours d'eau, en forme de demi-cercle, établies entre des buttes de gneiss à $+35$ ou 40^m au-dessus du cours de la Grande Rhue.

L'un d'entre eux est exploité en carrière à Féniers même; il s'agit là de formations sableuses, stratifiées, à galets peu roulés, en majorité gneissiques ou cristallins, provenant du voisinage immédiat; la proportion des galets volcaniques ne dépasse pas 1 pour 100.

Ces dépôts ne proviennent évidemment pas de la Santoire, qui a la moraine fronto-terminale de son glacier wurmien à 6 ou 7^{km} en amont de Féniers, près de Saint-Bonnet. Entre ces deux localités, les gorges sont nettement fluviatiles. Ils ne peuvent être qu'en relation avec un glacier venant par la vallée de Marcenat, à une époque relativement récente où celle-ci était encore tributaire du Boujon ou de la Grande Rhue; l'accumulation de blocs erratiques et de dépôts vers le Sud, le long de la route entre Féniers et le cours actuel du Marcenat, confirment cette supposition.

Ces dépôts glaciaires et fluvio-glaciaires ont forcé par la suite le ruisseau de Marcenat à s'infléchir vers l'Ouest, où il a rejoint, par des gorges épigéniques, la Santoire à 3^{km} en amont du confluent avec la Grande Rhue.

Ces formations se relient à d'autres éléments glaciaires : moraines accumulées dans les vallons à fond plat entre Féniers et la Borie, et entre Féniers et la Platone; des placages de blocs erratiques (balsate et gneiss)

reposant sur les flancs du vallon entre Féniers et la Planone; ceux du monticule de gneiss entre la Planone et le Boujon, ceux enfin de la butte du Vernet, sur la rive droite du Boujon, qui atteignent le sommet (821^m).

Le glacier du Marcenat lançait des diverticules vers la Borie, car j'ai observé là une moraine à 748^m d'altitude. Une autre moraine domine la terrasse de 20^m sur la rive gauche de la Rhue près du Pont de Condat.

Le vallon sec, encombré d'alluvions et à profil glaciaire, qui, à 2^{km} environ à l'est de Condat, contourne la butte du Vernet, montre, à son extrémité N.-W., vers la Dentie, une petite cuvette comprise entre deux moraines importantes : celle de l'est culmine à 130^m d'altitude relative (au-dessus de la Rhue); le bord de la seconde repose sur le gneiss à $+ 50^m$ au-dessus du ruisseau d'Égliseneuve. Il s'agit là vraisemblablement d'une ancienne moraine du Boujon.

D'autres lambeaux morainiques s'étalent sur les flancs du ruisseau d'Égliseneuve, approximativement à la même altitude que ceux de la Dentie, le long de la route de Condat à Besse, à 1^{km} de ce premier bourg. Ils prouvent que le glacier d'Égliseneuve s'étendait jusqu'aux abords de Condat.

Tous les dépôts fluvio-glaciaires ou morainiques de Condat-en-Féniers doivent, selon moi, se rattacher à la dernière glaciation du Massif Central (2e glaciation de vallée), dont j'ai montré ailleurs le synchronisme probable avec le Wurmien alpin.

Toutefois, en ce qui concerne le glaciaire du Boujon, je dois signaler que cette vallée, à l'amont de la moraine de la Dentie, est de profil nettement fluviatile, jusque vers le Moulin-du-Pont : en outre, à Batifoil, existe une autre moraine. En l'état actuel de mes recherches, je suis conduite à considérer celle-ci comme une moraine de retrait post-wurmienne et d'admettre que toute la vallée du Boujon, entre Moulin-du-Pont et Vernet, a été entièrement recreusée par l'érosion fluviale.

Les glaciers du Cézallier, du Mont-Dore et du Cantal, au Wurmien, se terminaient donc tous, coïncidence curieuse, autour, mais à proximité immédiate, du bassin de confluence de Condat, entre 720 et 750^m d'altitude; mais ils ne le dépassaient pas.

La moraine mentionnée près de Pierrelaigue, à 150^m au-dessus de la Grande Rhue, témoigne que les premiers glaciers de vallée du Massif Central avaient une plus grande extension que ceux du Wurmien; c'est, à ma connaissance, le seul point du Massif Central où l'on ait une preuve de cette plus grande extension.

PHYSIQUE DU GLOBE. — *Sur l'altitude de la couche atmosphérique où sont émises les raies D et sur l'origine des atomes de sodium présents dans cette couche.* Note [1] de MM. **Georges Déjardin** et **René Bernard**, présentée par M. Charles Fabry.

I. Le doublet D du sodium, présent dans le spectre du ciel nocturne, acquiert une intensité considérable lorsque le rayonnement solaire illumine la haute atmosphère. Ce phénomène, découvert récemment par l'un d'entre nous [2], se manifeste au crépuscule dans des conditions qui permettent d'attribuer à la *limite supérieure* de la couche luminescente une altitude voisine de 60^{km}. D'autre part, d'après H. Garrigue [3], le rapport B_H/B_Z des intensités de la raie D du ciel nocturne, observée à 10° au-dessus de l'horizon et au zénith, varie de 2 à 3. En admettant que ce rapport a pour valeur 2,8, MM. J. Cabannes, J. Dufay et J. Gauzit [3] viennent de fixer à 130^{km} l'altitude h du sodium atmosphérique. Cependant, si l'on donne successivement à B_H/B_Z les valeurs extrêmes 2 et 3, on trouve pour h 400 et 90^{km}. De plus comme il est probable que la couche luminescente soit homogène et étroite, on doit commettre une erreur appréciable en confondant $B_0 \sec\alpha$ avec la brillance vraie correspondant à $\alpha > 70^o$. Enfin, l'intensité des radiations atmosphériques passe par un maximum au voisinage de l'angle de visée utilisé (10° au-dessus de l'horizon). Cette circonstance laisse planer un certain doute sur la validité rigoureuse de la formule de Cabannes et Dufay, surtout si l'on remarque que 10° est un angle de visée moyen. Pour ces diverses raisons, il semble logique de réduire fortement, sans doute de plusieurs dizaines de kilomètres, l'altitude minimum calculée par la formule de Cabannes et Dufay. Il n'y a donc pas contradiction avec la valeur ($h < 60^{km}$) obtenue en notant avec précision l'heure à laquelle s'affaiblit brusquement la raie D dans le spectre du ciel crépusculaire.

II. D'après MM. Cabannes, Dufay et Gauzit [4], la raie jaune du ciel nocturne pourrait résulter d'une luminescence accompagnant la chute des météorites et poussières cosmiques. Cette hypothèse, déjà envisagée par

(1) Séance du 27 juin 1938.
(2) R. Bernard, *Comptes rendus*, **206**, 1938, p. 448-450.
(3) *Comptes rendus*, **202**, 1936, p. 1807-1809; **205**, 1937, p. 491-493.
(4) *Comptes rendus*, **206**, 1938, p. 1525-1528.

l'un de nous ([5]), se heurte à l'absence des raies du sodium dans le spectre de l'aurore boréale, c'est-à-dire au fait que l'excitation de ces raies n'a pas lieu à des altitudes où disparaissent déjà de nombreux météores. D'autre part elle ne permet guère d'expliquer simplement la limitation vers 60^{km} de la photoluminescence observée au crépuscule. Enfin on sait que les météorites pierreuses, qui contiennent une forte proportion de MgO, et parfois de CaO et de Al^2O^3, sont relativement pauvres en alcalis.

III. Il semble donc préférable d'attribuer au sodium atmosphérique une origine terrestre, et d'envisager en premier lieu la pénétration dans la haute atmosphère de particules salines provenant des océans. De telles particules sont entraînées par les vents à des distances considérables des côtes, et servent alors de noyaux de condensation pour la formation des nuages et des brouillards [*Disperse systems in gases* (*The Faraday Society*, Londres, 1936)]. D'autre part, la tropopause ne peut être considérée comme séparant deux domaines indépendants, entre lesquels les échanges seraient impossibles ou peu importants ([6]). Il est donc logique d'admettre que des particules salines parviennent dans la stratosphère et réussissent même à atteindre des régions très élevées ([7]). Leur vaporisation partielle, sous faible pression et dans une région relativement chaude (vers 50 ou 60^{km}), donnerait alors naissance à des molécules NaCl, susceptibles de se décomposer sous certaines influences ([8]).

IV. Il est d'ailleurs possible que la présence du sodium dans l'atmosphère supérieure soit due partiellement à d'autres causes purement terrestres, et notamment à l'activité volcanique. En particulier, les éruptions violentes projettent dans l'atmosphère des matériaux très divisés dont l'altitude peut atteindre initialement 10 à 30^{km}. Il peut en résulter la formation d'un plafond très élevé de poussières extrêmement fines qui, sur une grande partie de la surface du globe, produit un accroissement considérable et prolongé de l'absorption atmosphérique. Entre 1883 et 1914, les mesures relatives au rayonnement solaire et à la transparence de l'atmosphère ont été ainsi fortement perturbées au cours de quatre

---

([5]) G. Déjardin, *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 930-933.

([6]) Voir J. Jaumotte, *Institut Royal météorologique de Belgique*, Mémoires, 5, Bruxelles, 1936.

([7]) Ces particules, servant de germes de condensation, pourraient alors contribuer à la formation des nuages nacrés, observés par Störmer entre 20 et 30^{km}.

([8]) R. Bernard et G. Déjardin, *Journal de Physique*, 7e série, 9, 1938, p. 97 S.; R. Bernard, *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 1669-1672.

périodes de 2 à 5 ans, débutant chacune par une phase d'activité volcanique intense ([9]). En dehors de ces périodes exceptionnelles, il est permis de penser que les manifestations volcaniques contribuent d'une manière appréciable à la pollution de l'atmosphère. Or les cendres et les poussières issues des volcans renferment toujours une proportion notable de produits alcalins; leur composition chimique ne semble d'ailleurs pas différer essentiellement de celle des blocs et des lapilli. En moyenne, les roches éruptives renferment 3,8 pour 100 de Na^2O. Une proportion de cet ordre a été effectivement trouvée dans les cendres de la Montagne Pelée et dans un grand nombre de matériaux d'origine volcanique récente ([10]).

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur la généralité des oxydations extrinsèques.* Note de M. **Lucien Plantefol**, présentée par M. Marin Molliard.

La définition des oxydations extrinsèques, qui dégradent totalement des substances organiques par l'oxygène de l'air à la surface du protoplasme, a été établie en utilisant comme substance oxydable le glucose, et comme surface activante, celle que fournit une Mousse, l'*Hypnum triquetrum* ([1]). Les oxydations extrinsèques peuvent être réalisées pour une série de corps organiques autres que le glucose et par des tissus végétaux différant profondément de ceux des Mousses.

I. Les substances chez lesquelles a été recherchée l'aptitude à fournir des oxydations extrinsèques sont de natures assez diverses :

1° *Oses et diholosides.* — Le fructose se comporte comme le glucose. A l'optimum de concentration (de N/2 à N/10), l'intensité respiratoire (O^2 consommé) par rapport au témoin est 1,8 (oxydations extrinsèques 0,8).

([9]) Voir *Annals of the Astrophysical Observatory of the Smithsonian Institution* 3, 1913, p. 211-229; 4, 1922, p. 128 et 195.

([10]) Voir notamment F. Rinne, *La Science des Roches*, Paris, 1928; A. Lacroix, *La Montagne Pelée et ses éruptions*, Paris, 1904, p. 192, 193, 392, 519, 527 et 531. La présence dans les roches volcaniques de Al^2O^3, CaO et MgO conduit à rechercher si des raies du ciel nocturne ne pourraient être, avec quelque vraisemblance, attribuées à des métaux autres que le sodium. A côté des rapprochements déjà mentionnés par Cabannes, Dufay et Gauzit (Ca et Al), il y a lieu de considérer les radiations du ciel voisines des raies suivantes du magnésium : 4571, 5184, 3838-3832-3830 Å.

([1]) *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 370 et 1886.

Parmi les diholosides, le *saccharose* et le *maltose* fournissent d'importantes oxydations extrinsèques. Par rapport au témoin, l'intensité respiratoire de la Mousse traitée dépasse 2 et s'élève même jusqu'à 2,6.

La comparaison entre oses et diholosides présente un intérêt particulier. Elle montre que la production de CO^2 par unité de surface de la Mousse, dans les oxydations extrinsèques, est plus forte à partir des diholosides qu'à partir des oses : quand la concentration du glucose passe de N/10 à N/2, sans augmentation des échanges gazeux, ce n'est pas le CO^2 produit par la réaction qui limite l'intensité de celle-ci.

D'autre part, la grandeur des oxydations extrinsèques (évaluées en oxygène consommé et rapportées à la respiration du témoin, elles sont à l'optimum 0,8 pour les oses, de 1 à 1,6 pour les diholosides) indique que, malgré la différence de taille des molécules, il peut y avoir, dans les deux cas, à peu près le même nombre de molécules dégradées par unité de surface.

2° *Alcool éthylique.* — Il est l'objet d'oxydations extrinsèques, mais moins actives que celles des sucres. L'optimum de concentration, beaucoup plus précis que pour les sucres, est N, ce qui fournit bien, en ce qui concerne, non les molécules, mais les masses présentes à l'optimum, le même ordre de grandeur que pour le glucose. Toutefois le maximum des oxydations extrinsèques est faible, environ moitié de celui que fournit le glucose.

3° *Acides ternaires.* — C'est à l'occasion de l'acide oxalique ([2]) qu'ont été rencontrées d'abord des oxydations pouvant se ranger parmi les oxydations extrinsèques. Dans les conditions expérimentales adoptées, l'*acide oxalique* et l'*acide citrique* donnent des oxydations extrinsèques pouvant égaler ou multiplier par 2 les oxydations normales du témoin.

4° *Acides aminés.* — Le glycocolle est l'objet d'oxydations extrinsèques. L'optimum est rencontré pour des concentrations relativement faibles, de N/5 à N/20. Le maximum des oxydations extrinsèques, évalué d'après le CO^2 dégagé, est environ 0,4; d'après l'oxygène consommé, environ 0,2.

Ainsi la notion d'oxydations extrinsèques peut être étendue du glucose à des corps organiques appartenant à des groupes chimiques assez divers, comprenant également des métabolites et des substances dont la présence n'est pas normale dans les tissus étudiés.

II. Il était nécessaire également d'établir que les oxydations extrinsèques ne sont pas uniquement réalisées par les Mousses. Celles-ci ont en effet des membranes jouissant de propriétés assez particulières; elles cons-

---

([2]) Houget (J.), Mayer (A.) et Plantefol (L.), *Ann. de Physiol.*, 4, 1927, p. 663.

tituent une part importante du volume de la plante; elles ont, même celles des feuilles, un rôle dans l'absorption réalisée par la plante. C'est à des tissus d'Angiospermes, non spécialisés dans les phénomènes d'absorption, qu'il était intéressant de s'adresser pour généralisation. J'ai utilisé, à l'exemple de Palladine, les parties aériennes de plantules (étiolées ou vertes) et surtout de Blé.

Les actions produites sur la respiration sont aussi nettes qu'avec l'*Hypnum triquetrum*.

Voici par exemple les valeurs obtenues (par rapport à un témoin dont la respiration égale 1) dans quatre expériences différentes, entre février et mai, pour le glucose N/2.

					Moyenne.
CO^2 dégagé	1,65	1,60	1,62	1,54	1,60
O^2 consommé	1,54	1,46	1,51	1,41	1,48

La variation des échanges gazeux, en fonction de la concentration de glucose, est exprimée dans les résultats suivants :

Concentrations	N/10	N/2	N	2N	5N
O^2 consommé	1,12	1,48	1,68	1,57	1,56

La courbe a même allure que pour l'*Hypnum triquetrum*. Le maximum des oxydations extrinsèques (0,68) est du même ordre de grandeur, mais il est obtenu pour une concentration en glucose près de 5 fois plus forte.

Les diverses substances qui fournissent des oxydations extrinsèques au contact des Mousses, ont même comportement en présence du Blé.

Enfin le lavage a les effets précédemment décrits, qui ont permis de préciser les caractères des oxydations extrinsèques.

Les oxydations extrinsèques apparaissent donc comme une forme importante des échanges gazeux : elles peuvent, dans diverses conditions physiologiques, constituer une part appréciable de la respiration.

GÉNÉTIQUE. — *Sur l'obtention d'un* Linum usitatissimum L. *tétraploïde, après application de colchicine*. Note de MM. **Marc Simonet**, **Robert Chopinet** et **Georges Souilijaert**, présentée par M. L. Blaringhem.

P. Dansereau et l'un de nous [1] avons montré que, tout comme F. Blakeslee, R. Nebel et leurs collaborateurs, mais en opérant différem-

[1] *Comptes rendus*, **206**, 1938, p. 1832-1834.

ment, nous avions réussi à provoquer de la polyploïdie en traitant à la colchicine quelques plantes de *Petunia*. Nous avons signalé que, sur 8 plantes étudiées, 3 sont à $n = 7$, comme les témoins, c'est-à-dire diploïdes ($2n$), les 5 autres étant à $n = 14$, c'est-à-dire tétraploïdes ($4n$), avec un pollen contenant 40 à 60 pour 100 de grains bien conformés, alors que celui des plantes des lots de contrôle en renferme 95 pour 100.

Ces mutations, colchiploïdes, sont à feuilles, à fleurs, à cellules et à grains de pollen (du moins ceux qui sont bien conformés) plus volumineux que ceux des plantes non traitées. D'autres expériences entreprises au Centre de Recherches Agronomiques de Provence [Villa Thuret, Antibes (Alpes-Mar.)], nous ont permis d'observer un nouveau cas.

La technique employée est l'une de celles indiquées par Blakeslee : chez une variété commerciale Vilmorin de Lin oléagineux (*Linum usitatissimum* L.), les graines, trempées dans des solutions aqueuses de colchicine à 0,1 pour 100, 0,2 pour 100 et 0,4 pour 100 durant 2, 4 et 6 jours, ont donné des variations.

Les lots traités germent plus tardivement que les témoins, l'axe hypocotylé ainsi que le bourgeon central sont épais. La plupart des jeunes plantules sont mortes; dix ont survécu et donné une tige au détriment d'un bourgeon latent à l'aisselle des cotylédons; la plus grande, issue du lot traité à 0,1 pour 100 pendant deux jours, vient de donner ses fleurs, d'une taille double de celles des témoins; son pollen, au lieu d'avoir 95 pour 100 de grains bien conformés, comme les témoins, n'en renferme que 45-50 pour 100 et de taille plus grande.

Malgré le petit nombre des boutons floraux obtenu, la méïose a pu être suivie dans les cellules-mères de grains de pollen examinées au carmin-acétique. Alors que les plantes des lots de contrôle sont à $n = 15$, c'est-à-dire diploïdes, la plante à fleurs plus grandes, signalée ci-dessus, est à $n = 30$, c'est-à-dire tétraploïde, avec présence d'éléments univalents, bivalents, trivalents et tétravalents à la métaphase hétérotypique. Par suite d'irrégularités dans la disjonction, les chromosomes sont inégalement répartis à la division homéotypique, d'où les combinaisons observées $30 + 30$, $29 + 30 + 1$, $28 + 29 + 2 + 1$. Les tétrades sont à 4, 5 et 6 cellules, ce qui explique les irrégularités constatées dans la conformation du pollen.

Les tailles plus grandes de la tige, des fleurs, des feuilles, des cellules, des grains de pollen sont autant de modifications qui caractérisent la tétraploïdie, tout comme la dégénérescence partielle du pollen et l'existence de

tétrades anormales indiquent que la mutation obtenue est autopolyploïde. Toutes les cellules-mères des grains de pollen étudiées étant à $n = 30$, nous pouvons en déduire que la tige, produite au détriment d'un œil axillaire des cotylédons, est entièrement tétraploïde. Comme chez les *Petunia* (¹), une colchimitose a dû avoir lieu au cours d'une des divisions nucléaires de la cellule initiale de l'organe muté; la mutation chromosomique aurait donc eu pour origine une variation de bourgeons.

Autofécondée, cette plante donne déjà des capsules dont nous espérons obtenir une descendance, un lin tétraploïde étant intéressant à divers titres.

D'abord au point de vue chromosomique, puisque l'un de nous (²) a montré que chez près de 40 variétés à fibres ou à graines oléagineuses de *Linum usitatissimum*, toutes étaient à $n = 15$, sans trace de polyploïdie, comme la variété utilisée dans notre expérience. Ensuite et surtout la création d'une variété de lin oléagineux plus vigoureuse, à graines plus volumineuses, peut avoir une certaine importance agricole. Du moins laisse-t-elle présager de fort belles possibilités quant à l'emploi de la colchicine comme technique, simple et peu coûteuse, permettant l'obtention de variétés à végétation plus vigoureuse, à fleurs plus grandes, à fruits ou à grains plus gros. Enfin, alors que, dans les *Petunia*, la colchicine avait seulement permis de répéter expérimentalement une variation chromosomique déjà connue, chez le *Linum usitatissimum*, dont aucune variation polyploïde n'avait encore été signalée, cet alcaloïde vient de montrer toute l'importance créatrice que l'on peut tirer de son emploi judicieux.

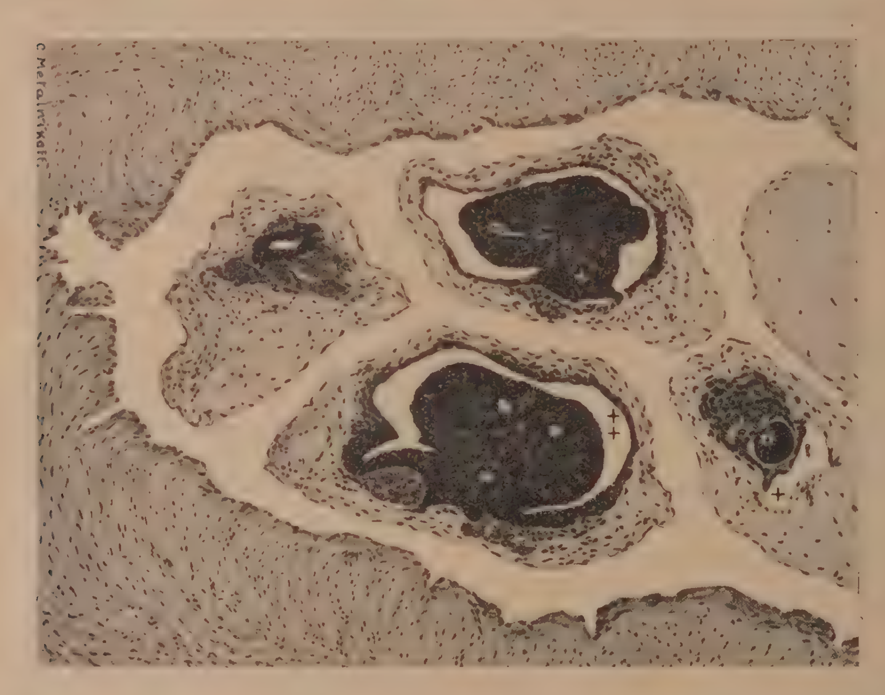
EMBRYOGÉNIE. — *Sur le développement, à l'intérieur des veines, dans les tumeurs à tissus multiples du testicule humain, d'embryons issus de parthénogénèse polyembryonique.* Note (¹) de MM. **Albert Peyron** et **Henri Limousin**, présentée par M. Maurice Caullery.

Nous avons montré (²) qu'on pouvait retrouver, dans les veines spermatiques, envahies par les embryomes du testicule, des petits boutons embryonnaires à l'intérieur des embolies néoplasiques. Depuis lors, nous

(²) *Archives d'Anatomie microscopique*, 35, 1929, p. 372-381.

(¹) Séance du 27 juin 1938.
(²) *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 894.

avons poursuivi l'étude de ce processus qui représente une culture en milieu sanguin. La reconstitution et la croissance des boutons s'y observent comme dans le tissu néoplasique, mais on peut les suivre plus facilement, parce qu'elles ne sont pas altérées, comme dans ce dernier, par des modifications secondaires ou dégénératives (compression mécanique, pénétration réciproque des diverses formations, nécrose, etc.). Le rythme de croissance et



Embryome 11013. — Vue d'ensemble d'une veine spermatique qui montrait dans sa cavité un nombre variable suivant les sections, mais parfois considérable (10), d'embryons ou boutons embryonnaires indépendants. — Dans la partie correspondant au dessin, on en reconnaît quatre, deux occupant la partie moyenne ont des dimensions à peu près identiques, la cavité amnioblastique est désignée (dans l'un seulement) par ++; les formations entoblastiques et mésoblastiques tranchent par leur aspect clair au niveau du plancher de la vésicule amnio-ectoblastique; le mésenchyme extra-embryonnaire est limité extérieurement par une membrane amincie; à droite petit bouton dont la vésicule entoblastique en cours de creusement est désignée par +.

la morphologie des boutons paraissent indépendants des variations physiologiques ou pathologiques de l'organisme du porteur; l'un et l'autre ont, dans chaque tumeur, un caractère spécial que l'on retrouve à peu près constant, quelle que soit la période à laquelle on les étudie.

Ainsi notre tumeur 11013 est remarquable dans toute son étendue par la reconstitution persistante des stades jeunes des boutons, alors que, dans le cas 10619, ces derniers sont rares ou de durée temporaire, faisant place rapidement à des bourgeons géants en voie de ramification et de transformation. Or, on retrouve cette même opposition dans les formations intravasculaires des deux tumeurs. Cette étude nous a permis d'interpréter les curieux aspects signalés depuis longtemps par les pathologistes et les chirurgiens, mais dont la signification leur avait échappé : ils avaient noté une infiltration totale ou partielle, continue ou non, des veines spermatiques et cave inférieure, gagnant parfois les cavités du cœur droit et rappelant macroscopiquement les végétations d'un môle hydatiforme. En réalité, cette infiltration vasculaire reste liée, durant toute l'évolution de la tumeur, à la transformation et à la reconstitution plus ou moins complète du stade initial des boutons. La figure ci-contre, à rapprocher de celle de notre première Note, montre une disposition relativement rare : présence, dans un même tronc veineux, d'une série d'embryons juxtaposés, mais libres de toute connexion, aussi bien entre eux qu'avec la paroi endothéliale; en d'autres points, on les retrouve disposés en chapelet à l'intérieur d'une gangue mésenchymateuse commune; l'épithélium chorial est ici aminci; mais, en d'autres points du même vaisseau, les boutons disparaissent, noyés dans une prolifération irrégulière du trophoblaste qui distend et détruit l'endothélium et l'assise musculaire. On retrouve souvent, dans les boutons encore réguliers, l'individualisation des gonoblastes que nous avions mise en évidence antérieurement ([3]). D'une façon générale, la tendance au bourgeonnement des vésicules embryonnaires est moins marquée à l'intérieur des vaisseaux que dans le tissu néoplasique; au contraire, l'accroissement et la différenciation du mésenchyme y sont beaucoup plus nets.

En résumé, les boutons embryonnaires ainsi embolisés trouvent dans le sang des conditions physiologiques comparables (bien que beaucoup plus favorables) à celles des cultures de vésicules embryonnaires de lapines en plasma de lapins mâles, obtenues pour la premières fois par Brachet ([4]) mais, dans nos tumeurs issues d'une lignée souche à prolifération illimitée, la culture *in vivo* peut être étudiée aux stades les plus divers, beaucoup plus facilement que dans une culture *in vitro*, même suivie de repiquage.

([3]) PEYRON, *Comptes rendus,* 206, 1938, p. 1680.
([4]) *Archives de Biologie,* t. 28, 1913, p. 447.

Nous sommes d'ailleurs convaincus que la culture *in vitro* de ces embryomes parthénogénétiques, pratiquée dans un centre chirurgical bien outillé, aboutirait à des constatations du plus haut intérêt, en particulier par la possibilité qu'elle donnerait de préciser, sinon de modifier expérimentalement le mode d'apparition et l'évolution des cellules génitales primordiales.

CHIMIE PHYSIOLOGIQUE. — *Les variations nycthémérales dans l'élimination des principales substances de l'urine.* Note [1] de Mme **Simone Belluc**, MM. **Jules Chaussin**, **Henri Laugier** et Mme **Thérèse Ranson**, présentée par M. Charles Achard.

Nous avons étudié [2], sur un sujet normal, l'élimination urinaire moléculaire globale $V\Delta$ et celle des molécules élaborées $V(\Delta - \delta cl)$ au cours des 7 jours d'une série en régime fixe, le nycthémère étant divisé en 6 fractions de 4 heures pour la récolte et l'analyse des urines.

Dans le précédent exposé, relatif à cette même série, pour compléter cette étude globale, nous avons étudié au cours du nycthémère les variations du *débit horaire moyen* dans le détail des substances dosées : *urée*, *chlorures*, *phosphates*, *acide urique*, *ammoniaque* et *acidité*. Nous avons pris comme chiffre représentatif de chaque détermination la moyenne des 7 nombres obtenus dans les jours succcessifs.

Débits des substances (graphique 1). — Les chiffres du graphique montrent que le *débit horaire moyen* de l'*urée* oscille entre les valeurs $1^g,06$ et $1^g,3$ variant d'environ 25 pour 100 alors que celui des chlorures qui va de $0^g,3$ à $0^g,94$ varie d'environ 300 pour 100.

Les *débits des chlorures* varient sensiblement dans le même sens que les débits urinaires V, avec un minimum très accusé pour les deux éliminations (24^h-4^h) et (4^h-8^h) (sommeil au lit) de $0^g,30$ et $0^g,35$. Les maxima des débits chlorurés $0^g,94$ et $0^g,91$ dans les deux premières éliminations de la période diurne (8^h-12^h) et (12^h-16^h), ont lieu en même temps que les maxima du débit urinaire $86^{cm^3},4$ et $83^{cm^3},6$.

Les débits des *sulfates* et des *phosphates* varient dans le même sens au cours des trois éliminations (8^h-12^h), (12^h-16^h) et (16^h-20^h) et varient en sens inverse dans les trois suivantes (20^h-24^h), (24^h-4^h) et (4^h-8^h).

---

(1) Séance du 27 juin 1938.

(2) *Comptes rendus*, **203**, 1936, p. 273.

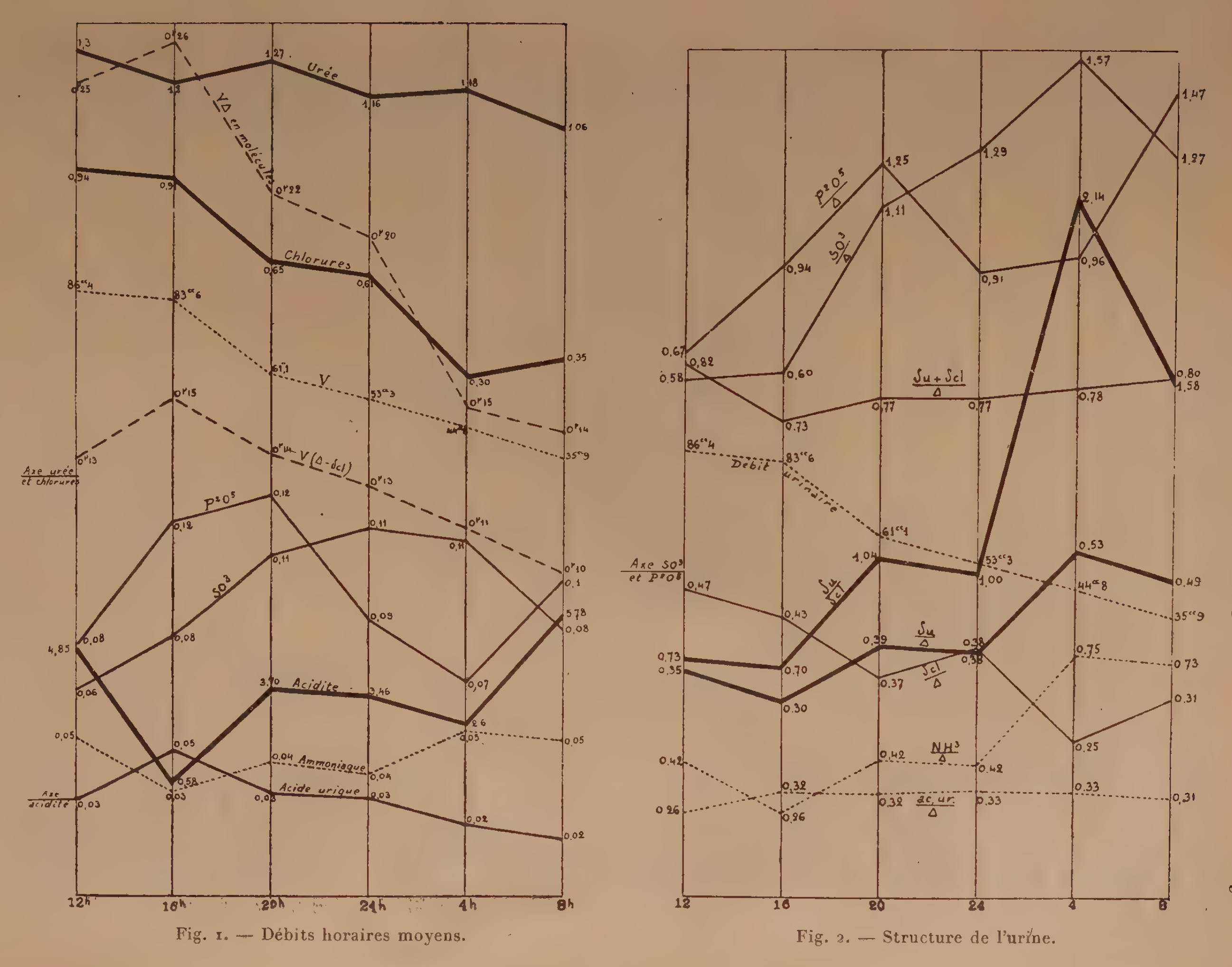


Fig. 1. — Débits horaires moyens.

Fig. 2. — Structure de l'urine.

Les débits de l'*acide urique* et de l'*ammoniaque* varient à peu près en sens inverse l'un de l'autre.

L'*acidité* présente deux minima, à 16^h (élimination qui suit le repas de midi) et à 4^h.

Ainsi la liaison étroite qui unit l'élimination globale au débit urinaire ne se retrouve plus entre les composants élémentaires de cette élimination et le débit urinaire.

Structure de l'urine (graphique 2). — Cette étude des débits est complétée par un examen des variations dans la structure de l'urine en suivant les modifications nycthémérales des rapports $\delta u/\Delta$ et $\delta cl/\Delta$ (qui représentent les rapports des pressions osmotiques de l'urée et des chlorures dans l'urine, à la pression osmotique globale de celle-ci), puis du rapport $\delta u/\delta l$ de la pression osmotique de l'urée à celle des chlorures; pour les autres substances, les variations nycthémérales de leur proportion dans l'urine sont étudiées en calculant le rapport de leurs concentrations au Δ cryoscopique de l'urine. Les résultats sont présentés dans le graphique 2, qui met en évidence sur les lignes représentant $\delta u/\Delta$ et $\delta cl/\Delta$ une variation en sens inverse des pressions osmotiques relatives de l'urée et des chlorures dans l'unité de concentration urinaire $\Delta = 1$, la somme de ces deux valeurs $(\delta u + \delta cl)/\Delta$ présentant peu de variations. Les fortes valeurs du rapport $\delta u/\delta cl$ pendant les deux éliminations (24^h — 4^h) et (4^h — 8^h) (sommeil au lit) résultent de l'action simultanée de l'augmentation de δu et de la diminution de δcl dans ces périodes.

Les variations des concentrations des *sulfates* et de l'*ammoniaque* rapportées au global sont de même sens que celles de l'urée et en sens inverse de celles des chlorures; celles de l'acide urique sont relativement faibles.

CHIMIE PHYSIOLOGIQUE. — *Dosage et répartition de la flavine chez les Lépidoptères.* Note de Mme **Andrée Drilhon** et M. **René-Guy Busnel**, présentée par M. Paul Portier.

Le rôle physiologique de la flavine sous ses divers aspects dans l'organisme animal n'étant pas complètement connu, il nous a semblé que des recherches sur sa répartition doivent apporter des données permettant la solution de ce problème. Si des recherches sur les animaux marins (Poissons, Chéloniens) ont précisé sur ce point de nombreux résultats, les Insectes jusqu'ici n'ont fait l'objet d'aucun travail d'ensemble.

Dans les travaux que nous poursuivons depuis plusieurs années sur la biochimie des Insectes et en particulier les Lépidoptères à longues métamorphoses, nous avions été frappés par la faible intensité respiratoire de chrysalides qui passent 10 mois à l'état de vie ralentie et au sein desquelles se produit un travail d'analyse et de synthèse de grande intensité.

Nous nous sommes adressés principalement à l'espèce *Attacus Pernyi*, les résultats principaux sont consignés dans le tableau ci-dessous :

Chrysalide		*Imago*	
Agée de 8 mois	$6^{\gamma},51$	♂	$8^{\gamma},8$
» 10 »	$7^{\gamma},93$	♀	$7^{\gamma},4$
Œufs		*Larves*	
Vierges pris dans l'abdomen	16^{γ}	2e âge	$4^{\gamma},4$
Agés de 13 jours	$21^{\gamma},08$	3e »	$4^{\gamma},55$
» 21 »	$29^{\gamma},04$	4e »	$4^{\gamma},9$
		Filage	$7^{\gamma},425$

(Teneurs exprimées en γ par gramme de tissus frais.)

Il ressort de ce tableau deux faits essentiels :

1° la teneur globale de l'insecte en flavine au cours de ces différentes formes est relativement faible;

2° l'augmentation particulièrement importante de la teneur en flavine au cours de la maturation de l'œuf.

Étant donnés ces résultats acquis sur l'insecte entier, nous avons précisé la localisation anatomique de la flavine dans les différents organes *in situ* par examen, au microscope à fluorescence de Reichert, complété par les réactions classiques de détermination des flavines [1].

Les résultats de ces examens seront consignés prochainement dans un mémoire. Il importe cependant de signaler l'énorme accumulation de la flavine dans les tubes de Malpighi soit sous sa forme libre chez la chrysalide et l'adulte, soit liée chez la chenille.

Des dosages effectués sur ces organes dont on a pu prélever de 20 à 50^{mg} révèlent des teneurs de beaucoup supérieures à celles déjà signalées dans la série animale.

Nos résultats sont résumés dans le tableau ci-après :

---

(1) M. Fontaine et R. G. Busnel, *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 1521.

Tubes de Malpighi.

	Chenille			
	2ᵉ âge.	3ᵉ âge.	4ᵉ âge.	Filage.
Par gramme............	87^{γ},58	388^{γ},7	919^{γ},9	1298^{γ},3

En conclusion, nous constatons une augmentation considérable de la flavine dans les tubes de Malpighi au cours de la croissance de la chenille. Cette flavine se trouve localisée dans les crypto-néphridies de ces organes, et elle est liée vraisemblablement à un support protéique, car on peut la mettre en évidence par l'acide acétique. Les produits d'excrétion ne révèlent pas trace de flavine.

CHIMIE PHYSIOLOGIQUE. — *Action des injections de chlorhydrate de morphine sur les lécithines hépatiques et cérébrales du cobaye.* Note de M. **Maurice Delaville**, présentée par M. Maurice Javillier.

Nos recherches sur les destinées de la morphine dans l'organisme nous ont amené à étudier l'action de cet alcaloïde sur les lécithines hépatiques et cérébrales. Dans cette Note nous ne rapporterons que les expériences effectuées sur des cobayes de race pure. Les animaux ont été soumis à des injections de chlorhydrate de morphine à la dose de 0^{g},04 par jour. Ils ont ainsi reçu de 0^{g},16 à 1^{g},24 de chlorhydrate de morphine. Ils ont été sacrifiés, étant à jeun, 24 heures après la dernière injection. Ils étaient saignés à blanc par ponction cardiaque. Les organes étaient prélevés immédiatement après la mort; un fragment de chacun d'eux était fixé dans du liquide de Bouin pour l'examen histochimique, le reste étant destiné à l'analyse chimique.

Nous avons dosé les lécithines selon la technique de Machebœuf après extraction au Soxhlet, par l'alcool puis l'éther.

La moyenne des lécithines cérébrales chez les cobayes témoins est de 26^{g},80 pour 1000 d'organe frais, alors que chez les intoxiqués elle est de 34^{g},47. Le taux moyen des lécithines hépatiques est de 15^{g},83 pour 1000 d'organe frais chez les témoins et seulement de 10^{g},27 chez les intoxiqués. Le rapport existant entre les lécithines du cerveau et les lécithines hépatiques est de 1,6 en moyenne alors qu'au cours de l'intoxication il passe de 2,7 (cobayes 40 et 42 ayant reçu 0^{g},32 et 0^{g},72 de chlorhydrate de

morphine) à 3,4 (cobayes 43 et 44 ayant reçu $1^{g},04$ et $1^{g},24$ de chlorhydrate de morphine).

L'examen de ces résultats nous permet de dégager les faits suivants :

1° Au cours de l'intoxication par la morphine, le foie s'appauvrit en lécithines alors que le cerveau s'enrichit.

2° Le rapport existant entre le taux de lécithine cérébrale et de lécithine hépatique augmente proportionnellement à la dose de morphine injectée.

Nous avons procédé à l'examen histochimique du foie des animaux intoxiqués. Les coupes, obtenues par la méthode à la congélation, ont été colorées les unes à l'hématéine-éosine, les autres au Soudan III.

En raison de la différence d'intensité des phénomènes constatés, nous étudierons d'abord les coupes des foies des deux premiers cobayes qui ont reçu une dose faible ou moyenne de morphine ($0^{g},32$ et $0^{g},72$), puis celles des foies des deux autres cobayes ayant reçu respectivement $1^{g},04$ et $1^{g},24$ du sel de morphine.

A. *Foie des cobayes* 40-42. — Au petit grossissement, on trouve de loin en loin des travées de parenchyme hépatique dont les cellules renferment des globules arrondis nettement colorés par le Soudan. D'une manière générale ces gouttelettes de graisse ont environ $8\text{-}10^{\mu}$ de diamètre. La poussière de corpuscules soudanophiles qui s'observent souvent dans les cellules remplies de corps gras y font complètement défaut. Les travées chargées de corps gras sont d'ailleurs peu nombreuses et disséminées d'une façon irrégulière sur toute l'étendue de la coupe. Elles se trouvent habituellement en bordure des vaisseaux hépatiques; nous n'en avons pas trouvé dans le voisinage des veines centrales.

B. *Foie des cobayes* 43-44. — L'aspect microscopique des foies des deux cobayes ayant reçu une plus forte dose de morphine est sensiblement différent de celui des deux autres cobayes examinés ci-dessus.

En effet, dans ce deuxième groupe, on note que pratiquement toutes les cellules hépatiques renferment des gouttelettes soudanophiles ; mais la quantité de corps gras varie d'une cellule à l'autre dans de notables proportions. C'est ainsi qu'à côté de cellules renfermant de nombreuses gouttelettes de graisse, on en voit d'autres qui ne contiennent que quelques granulations de très petites dimensions, mais cependant très nettement colorées par le Soudan. Nous avons aussi noté une certaine différence dans la disposition topographique des travées chargées de graisses par rapport aux vaisseaux. Alors qu'elles se localisent dans le voisinage des vaisseaux

hépatiques dans le premier groupe examiné, on en trouve aussi autour des veines centrales dans le foie des animaux du second groupe.

En résumé, nous avons, par les procédés histochimiques usuels, mis en évidence dans les cellules hépatiques des animaux intoxiqués par la morphine, la présence de corps gras, dont la quantité semble proportionnelle à la dose de toxique injectée.

Nous nous sommes demandé quelle pouvait être l'explication de ce phénomène.

Deux hypothèses peuvent être envisagées : ou bien il s'agit de corps gras étrangers à la cellule hépatique et déposés dans celle-ci suivant un processus qui reste à déterminer, ou bien il s'agit de graisses appartenant à la cellule hépatique elle-même ; dans ce dernier cas, on pourrait admettre que la morphine a provoqué la dégénérescence graisseuse de la cellule hépatique ; s'il en était ainsi, le foie de nos animaux devrait présenter les signes anatomiques et histologiques de dégénérescence adipeuse, or, il n'en est rien ; ni à l'inspection du foie à l'autopsie, ni dans les coupes colorées à l'hématéine-éosine, nous n'avons relevé de lésions caractéristiques de dégénérescence graisseuse.

Ces diverses constatations nous ont amené à penser que la morphine se combine à la lécithine des cellules hépatiques et qu'il en résulte une rupture d'équilibre des complexes protéido-lipidiques du protoplasme cellulaire, ce qui a pour conséquence la libération des corps gras cellulaires émulsionnés à l'état normal par les lécithines. L'émulsion étant rompue par le départ de la lécithine, les corps gras se réunissent en gouttelettes de graisse colorables par le Soudan et visibles au microscope. Cette hypothèse s'accorde avec les résultats de l'analyse chimique qui montre un appauvrissement du foie en lécithine d'autant plus marqué que la dose de morphine administrée est plus grande, elle explique l'apparition des gouttelettes de graisse dans les cellules hépatiques en apparence normales, ainsi que le fait que le nombre de gouttelettes colorables par le Soudan est d'autant plus grand que le départ de lécithine est plus marqué.

Il semble donc qu'au cours de l'intoxication morphinique l'alcaloïde se combine à la lécithine au niveau de la cellule hépatique et qu'il y a fixation de la combinaison au niveau de la cellule nerveuse qui s'enrichit en lécithine.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *La supercentrifugation au froid doit conduire à la stabilisation et à la stérilisation des milieux biologiques.* Note de M. **Maurice Piettre**, présentée par M. Charles Achard.

Nous avons montré [1] que la séparation du sang en ses deux phases présentait encore deux inconvénients : la production de mousse à la sortie de la phase liquide, l'éclatement partiel des hématies pour la phase solide. Le premier vient d'être corrigé par des moyens mécaniques, le second supprimé, en collaboration avec M. L. Girard, par réduction de l'intensité des chocs des hématies contre les gouttières d'évacuation 1° en diminuant la vitesse du rotor et le débit horaire; 2° en allongeant la trajectoire des hématies hors du circuit centrifuge, d'où diminution de leur force vive; 3° en amortissant la chute de ces éléments sur un anneau de caoutchouc mousse.

Dès lors la séparation des hématies et leur lavage, sans hémolyse sensible, a lieu dans les conditions suivantes :

	Tours : min.	Champ centrifuge en dynes.	Pression en Kg/cm².	Durée de séjour dans le rotor.
Cheval	7500	$1,4 : 10^6$	1,18	2 min. 30 sec.
(Bœuf, Porc, Mouton)	8000	$1,6 : 10^6$	1,34	»

Ce nouveau travail condense les recherches faites, d'après la même technique, sur la séparation d'autres particules organisées (bactéries, spores, levures, etc.), ou colloïdales en suspension dans divers liquides biologiques.

Les *cultures* faites en milieux liquides à partir des principales bactéries des viandes et du lait (proteus, staphylocoque à gros grains, streptocoque de la mammite, colibacille), puis soumises à deux centrifugations successives à 45000 tours-minute, ont donné des liquides parfaitement clarifiés. Dans le cas notamment du staphylococoque et du coli, ces liquides contenaient respectivement 38 et 120 germes par dixième de centimètre cube. Une rapide filtration sur Berkfeld en a achevé la stérilisation.

La séparation des *toxines* microbiennes peut donc être obtenue par simple supercentrifugation, comme il est d'usage depuis longtemps d'ailleurs dans certains instituts. Si, au contraire, tout germe doit être éliminé, la filtration est nécessaire.

---

(1) Maurice Piettre, *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 1047.

La préparation de la plupart des *milieux liquides de culture* pourra être obtenue par centrifugation suivie de filtration évitant les stérilisations sous pression qui altèrent profondément ces milieux. La stérilisation mécanique augmente le rendement en corps microbiens faciles à isoler et en toxines plus constantes.

Faciles à éliminer en totalité par supercentrifugation, en milieux synthétiques, les *levures* sont au contraire difficiles à séparer dans les plasma végétaux, les jus de fruits, dans lesquels elles sont le plus souvent associées à des bactéries, spores, moisissures. Ce problème nous a conduit à la préparation et à l'étude de ces milieux.

Nous avons utilisé pour la désorganisation mécanique des tissus végétaux, en vue d'obtenir les jus de fruits, trois techniques bien différentes : le pressage, le broyage ou râpage et l'éclatement (²) cellulaire aux basses températures ou par projection forcée à travers des trémies métalliques. La teneur en colloïdes suspensoïdes (ou *charge colloïdale*) augmente dans le même ordre.

Nous avons préparé le jus d'oranges et pamplemousses par simple pressage des fruits fragmentés mais avec leur écorce, ceux de tomates et de pommes par râpage suivi de pressage.

Après passage sur tamis, les pulpes, soumises à la centrifugation à la vitesse industrielle de 23 000 tours-minute, donnaient des liquides très légèrement troubles, mais se clarifiant rapidement au repos, vers 5° C. avec *floculation de la charge colloïdale* qui englobe les rares microorganismes encore présents.

Les jus, parfaitement clairs, possédant la saveur et le parfum des fruits mis en œuvre, avaient la composition suivante pour 1000$^{cm^3}$ de jus :

	Tomates.	Pamplemousses.	Oranges.	Oranges demi-sanguines.
Densité à 20°	1088	1040	1050	1045
Acidité (en acide citrique)	4,72	10,7	7,52	7,38
pH	3,9-4	3,6	3,7-3,8	3,7-3,8
Extrait total à 105°	52,8	9,2	126	109
Cendres	4,8	1,92	4,80	3,2
Sucres réducteurs (en glucose)	33,3	51,5	49,2	47,6
Saccharose	2,2	28,9	53,2	46,2
Azote	0,65	–	0,99	1,02

Les charges colloïdales étaient respectivement par litre : 0g,68 ; 0g,7 ; 0g,6 ; 1g,02. Conservés sous vide, une température voisine de 0° assure la stabilité des jus clairs.

(²) CHARLES ACHARD et M. PIETTRE, *Comptes rendus*, 200, 1935, p. 363

Voici la composition par litre des jus clarifiés, comme plus haut, provenant de pommes d'origine différente :

	Pommes françaises.	Pommes américaines, type Calville.	rouges.
Densité à 20°	1058	1062	1059
Acidité (en citrique)	3,83	1,45	4,13
pH	3,8-3,9	4,2	3,8
Sucres réducteurs (glucose)	128,2	116,3	109
Saccharose	3,1	25,3	26,6
Extrait sec total à 105°	145,3	–	–
Cendres	2,8	–	–
Azote	0,16	–	–

Sur le moût provenant des pommes françaises on a provoqué, pour se placer dans les conditions de la cidrerie, une fermentation jusqu'à ce que, en 15 jours, la densité soit tombée à 1030. Après centrifugation, la conservation facile du cidre demi-doux s'explique par l'abaissement de la teneur en azote ($0^g,039$), la disparition totale du saccharose, la réduction des sucres réducteurs ($62^g,5$), et l'extrême pauvreté en levures etc.

L'industrie des jus de fruits repose sur les conditions de base suivantes : salubrité des fruits (tout foyer d'altération est une source de pollution abondante), pureté des eaux employées pour leur lavage préalable, très grande propreté dans les diverses manipulations faites à basse température.

PATHOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Production de tumeurs par régénération entretenue dans les testicules des Oiseaux.* Note [1] de MM. **Christian Champy** et **Jacques-Pierre Lavedan**, présentée par M. Jean-Louis Faure.

Lorsqu'on enlève partiellement, mais presque totalement, le testicule des Oiseaux, on sait que les débris laissés présentent une régénération intense qui les fait croître assez rapidement.

Les éléments ainsi laissés peuvent reproduire des tubes séminifères normaux, mais très souvent ils présentent des phénomènes de végétation atypique. Les plus communément observés sont la présence, à l'intérieur des tubes, de végétations conjonctivo-vasculaires formant des sortes de papillomes, la végétation sous forme de tissu aspermatogène, soit de grandes cellules épithéliformes, comme celles qu'on trouve chez les Oiseaux en hiver, soit de travées irrégulières de spermatogonies. Certaines de ces

(1) Séance du 27 juin 1938.

productions affectent la forme de nodules définis à végétation active rappelant de petites tumeurs.

Si l'on conserve plus de trois ans des animaux castrés partiellement ayant subi dans la plupart des cas des réductions *itératives* de leur reliquat testiculaire, l'on voit apparaître avec une assez grande fréquence (4 cas sur 15 animaux conservés un temps suffisant) des tumeurs véritables de la grosseur du poing ou des deux poings, remplissant toute la cavité abdominale, capables de se métastasier et tuant l'animal.

La structure de ces tumeurs qui sont des *séminomes malins* rappelle en tous points celle des végétations anormales de la régénération et montre qu'elles dérivent directement de celles-ci.

On observe dans d'autres cas la production d'embryomes à tissus multiples.

Si les embryomes sont connus dans les glandes génitales d'Oiseaux et assez fréquents pour qu'on puisse admettre qu'il s'agit d'une coïncidence favorisée peut-être par le traumatisme, il n'en est pas de même pour les séminomes, qui ne sont pas connus chez les Oiseaux.

La mise en action d'une régénération active apparaît donc bien comme leur cause déterminante, suffisant à créer le processus néoplasique. Ce qui ajoute à l'intérêt de cette constatation, c'est que, dans le cas du testicule, nous connaissons un peu les facteurs de croissance du tissu séminal et notamment le facteur hypophysaire et que l'étude de la série des processus de régénération aboutissant à la tumeur, nous permet d'entrevoir comment se fait le dérèglement de ces facteurs.

L'un de nous a déjà insisté sur l'importance des régénérations excitées de façon répétée comme cause des tumeurs et sur leur généralité ([2]). Il paraît intéressant de trouver ici la régénération agissant pour ainsi dire à l'état pur dans des conditions où l'on peut suivre et interpréter son mode d'action.

A 15^{h}25^{m} l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16^{h}.

E. P.

([2]) On trouve en fin de compte la régénération entretenue comme processus commun dans toutes sortes d'excitations très diverses qui peuvent produire des cancers : ulcérations, brûlures, gerçures sur des callosités, brûlures des rayons X, paraésitoses diverses et mêmes papillomes microbiens ou parasitaires (C. Champy, *Paris médical*, 95, 1935, p. 227, et *Bull. de la Société du Cancer*, **12**, 1923, p. 111).